

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV AUTOMATIZACE A MĚŘICÍ TECHNIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF CONTROL AND INSTRUMENTATION

MĚŘENÍ ZÁŘENÍ GAMA

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

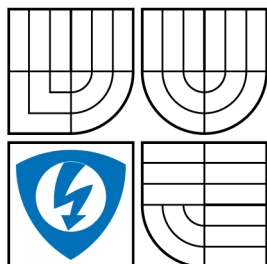
AUTOR PRÁCE
AUTHOR

TOMÁŠ LÁZNA

Brno 2015



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY
A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV AUTOMATIZACE A MĚŘICÍ TECHNIKY



FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND
COMMUNICATION
DEPARTMENT OF CONTROL AND INSTRUMENTATION

MĚŘENÍ ZÁŘENÍ GAMA GAMMA RADIATION MEASUREMENT

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

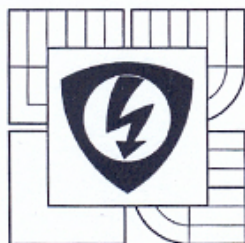
AUTOR PRÁCE
AUTHOR

TOMÁŠ LÁZNA

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

doc. Ing. LUDĚK ŽALUD, Ph.D.

BRNO 2015



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav automatizace a měřicí techniky

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor
Automatizační a měřicí technika

Student: Tomáš Lázna

Ročník: 3

ID: 155192

Akademický rok: 2014/15

NÁZEV TÉMATU:

Měření záření gama

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Seznamte se s detekčními principy pro ionizující záření.
2. Vypracujte rešerši detekčních metod pro ionizující záření, zejména gama a rozeberte klíčová hlediska a hlavní parametry detektoru aplikovatelného v robotických systémech pro měření radiačních polí.
3. Vypracujte průzkum trhu s detektory gama záření a porovnejte je mezi sebou. Zaměřte se především na snímače, které je možné snadno integrovat do robotických systémů (digitální rozraní, možnost napájení, rozměry, hmotnost, ...).
4. Po konzultaci s vedoucími vyberte vhodný snímač (vhodné snímače) a zhodnoťte/ověřte jejich parametry.
5. Rozeberte, případně ověřte, možnost směrově citlivého měření radiace gama.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

<http://astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm>, 2. 6. 2015

Termín zadání: 9. 2. 2015

Termín odevzdání: 25.5.2015

Vedoucí práce: doc. Ing. Luděk Žalud, Ph.D.

Konzultanti bakalářské práce: ing. Pavel Čuda, Ph.D.

doc. Ing. Václav Jirsík, CSc.

předseda oborové rady



UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

ABSTRAKT

Práce se věnuje detekci ionizujícího záření, zvláště záření gama. V obecné části seznamuje čtenáře s problematikou a rozebírá nejpoužívanější typy detektorů – plynové, scintilační a polovodičové. V praktické části ověřuje vlastnosti snímače HDS-100GN se zaměřením na jeho schopnost dynamického měření. K realizaci experimentu byl využit robot Orpheus-X3 vybavený přesným RTK-GNSS přijímačem. V rámci vyhodnocení měření je řešen přepočítání zeměpisných souřadnic na vzdálenost, stanovení latence, přepočítání měřené veličiny na dávkový příkon a srovnání s teoretickými předpoklady. Zabývá se také tvorbou plošné radiační mapy. Součástí práce je i rozbor možností směrově citlivé detekce záření gama.

KLÍČOVÁ SLOVA

radiace, záření gama, mobilní robot, dálková detekce

ABSTRACT

This thesis is focused on detection of ionizing radiation, especially gamma radiation. In its theoretical part the issue is presented and the most common detector types (gas filled, scintillation and semiconductor detectors) are analysed. In its practical part the parameters of the chosen sensor HDS-100GN are verified with a focus on its capability of dynamical measurement. The robot Orpheus-X3 equipped with the precise RTK-GNSS receiver was used in the realization of the experiment. The analysis of the measurement results furthermore covers conversion of geographical coordinates to distance, determination of latency, conversion of measured value to dose rate and comparison with theoretical assumptions were solved. Formation of an area radiation map is also concerned. Direction-sensitive detection of gamma radiation is also studied in this thesis.

KEYWORDS

radiation, gamma radiation, mobile robot, remote detection

LÁZNA, Tomáš *Měření záření gama*: bakalářská práce. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav automatizace a měřicí techniky, 2015. 75 s. Vedoucí práce byl doc. Ing. Luděk Žalud, Ph.D.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma „Měření záření gama“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

Brno

.....

(podpis autora)

PODĚKOVÁNÍ

Rád bych poděkoval vedoucímu bakalářské práce doc. Ing. Ludku Žaludovi, Ph.D. a konzultantovi práce Ing. Pavlu Čudovi, Ph.D. za odborné vedení, konzultace, trpělivost a podnětné návrhy k práci.

Dále bych rád poděkoval Ing. Jaroslavu Karešovi, Ing. Otovi Fišerovi, Ph.D. a Ing. Michalu Tomkovi z Vojenského výzkumného ústavu za odborné připomínky k práci a za pomoc s realizovanými experimenty.

Poděkovat chci rovněž Ing. Tomáši Jílkovi, Ing. Františku Burianovi a Ing. Lukáši Kopečnému, Ph.D. za technickou výpomoc s měřením průzkumným robotem.

Brno

.....
(podpis autora)

OBSAH

Úvod	10
1 Základy detekce ionizujícího záření	11
1.1 Ionizující záření	11
1.1.1 Fyzikální veličiny	12
1.1.2 Interakce ionizujícího záření s hmotou	13
1.1.3 Interakce gama záření	15
1.1.4 Absorpce a stínění ionizujícího záření	17
1.2 Dělení detektorů	18
1.3 Obecné parametry detektorů	19
2 Detekční metody pro ionizující záření	21
2.1 Materiálové detektory	21
2.2 Plynové detektory	22
2.2.1 Ionizační komory	22
2.2.2 Propocionální čítače	23
2.2.3 Geiger-Müllerovy čítače	25
2.3 Scintilační detektory	26
2.3.1 Scintilátory	26
2.3.2 Fotonásobiče	29
2.3.3 Další způsoby detekce světla	32
2.4 Polovodičové detektory	33
3 Přehled detekčních systémů dostupných na trhu	38
3.1 identiFINDER 2	38
3.2 Micro-Detective	39
3.3 RDS-200	40
3.4 RI-02	40
3.5 HDS-100GN	41
3.6 RIIDEye	43
3.7 Porovnání přístrojů	43
4 Praktický experiment	45
4.1 Použité vybavení	45
4.1.1 Snímač gama záření	45
4.1.2 Robot Orpheus-X3	46
4.1.3 GNSS přijímač	47
4.2 Měřicí program	47

4.2.1	Vyčítání dat ze snímače HDS-100GN	47
4.2.2	Získávání GNSS souřadnic	49
4.2.3	Tvorba měřicího programu	50
4.3	Zadání experimentu	52
4.4	Vyhodnocení experimentu	53
4.4.1	Přepočet souřadnic na vzdálenost	54
4.4.2	Stanovení latence	55
4.4.3	Přepočet četnosti impulsů na dávkový příkon	57
4.4.4	Srovnání měřeného a teoretického dávkového příkonu	59
4.4.5	Tvorba plošné mapy	62
5	Směrově citlivá detekce ionizujícího záření	67
	Závěr a diskuze	70
	Literatura	71
	Seznam použitých zkratk	73
	Seznam příloh na CD	75

SEZNAM OBRÁZKŮ

1.1	Typy interakce gama záření. Zdroj [11]	15
1.2	Závislost lineárního absorpčního koeficientu na energii pro různé typy interakce. Zdroj [11]	16
2.1	Uspořádání ionizační komory. Zdroj [5]	23
2.2	Závislost počtu pulsů ionizačních detektorů na napětí. Zdroj [5] . . .	24
2.3	Vysvětlení mrtvé doby a doby zotavení. Zdroj [5]	26
2.4	Pásový model scintilátoru. Zdroj [5]	28
2.5	Schéma fotonásobiče. Zdroj [11]	29
2.6	Uspořádání lavinového detektoru. Zdroj [5]	37
3.1	Přístroj identiFINDER 2. Zdroj [3]	39
3.2	Přístroj Micro-Detective 2. Zdroj [7]	39
3.3	Přístroj RDS-120. Zdroj [6]	40
3.4	Přístroj RI-02. Zdroj [8]	41
3.5	Přístroj HDS-100GN. Zdroj [2]	42
3.6	Přístroj RIIDEye. Zdroj [9]	43
4.1	Robot Orpheus-X3. Zdroj [15]	46
4.2	Program HdsMass.	48
4.3	Vývojový diagram měřicího programu.	51
4.4	Navržená trajektorie pro měření.	52
4.5	Přípevnění snímače na robot.	53
4.6	Grafické znázornění latence pro zdroj 101,9 MBq.	56
4.7	Závislost měřeného dávkového příkonu na četnosti impulsů.	57
4.8	Změřená převodní charakteristika snímače HDS-100GN.	58
4.9	Srovnání dávkového příkonu pro zdroj 15,3 MBq.	60
4.10	Srovnání dávkového příkonu pro zdroj 101,9 MBq.	60
4.11	Srovnání dávkového příkonu pro zdroj 315,8 MBq.	61
4.12	Detail měření zdroje 315,8 MBq.	61
4.13	Mapa naměřených dávkových příkonů.	63
4.14	Radiační mapa s interpolací nejbližšího souseda.	64
4.15	Radiační mapa s interpolací průměru 4 sousedů.	65
4.16	Mapa vypočítaného dávkového příkonu.	65
4.17	Rozložení absolutních odchylek pro interpolaci nejbližšího souseda. . .	66
4.18	Rozložení absolutních odchylek pro interpolaci průměru 4 sousedů. . .	66
5.1	Scintilační kamera. Zdroj [11]	67
5.2	PET scan. Zdroj [11]	68
5.3	Comptonova kamera. Zdroj [11]	69

SEZNAM TABULEK

1.1	Polovrstva absorpce záření gama. Zdroj [11]	17
3.1	Porovnání detekčních systémů dostupných na trhu.	44
4.1	Parametry robotu Orpheus-X3. Zdroj [15]	46
4.2	Parametry GNSS přijímače Trimble BX982. Zdroj [15]	47
4.3	Nastavení sériového portu pro komunikaci s HDS-100GN.	49
4.4	Popis GGA zprávy.	50
4.5	Přehled vypočítaných hodnot latence.	56
4.6	Přehled dat ke stanovení převodní charakteristiky.	58
4.7	Zjištěné odchylky při měření dávkového příkonu.	62

ÚVOD

Ionizující záření je v přírodě běžně se vyskytující jev. V uplynulém století byla navíc objevena celá řada umělých zdrojů. Jelikož za určitých podmínek může být toto záření zdraví či dokonce životu nebezpečné, vyvstává nutnost jej měřit. Od objevu radioaktivity Henri Becquerelem v roce 1896 byla nalezena celá řada způsobů, jak lze nebezpečné záření detekovat, navíc byl zpracován systém jeho kvantifikace. Ještě o rok dříve se povedlo Wilhelmu Röntgenovi objevit paprsky X, které dnes nazýváme jeho jménem, a jsou jedním ze základních kamenů lékařské diagnostiky. Předmětem této práce je záření gama, což je jeden z mnoha typů ionizujícího záření. Bylo zvoleno díky řadě svých výhodných vlastností, např. pronikavosti.

Tato práce si klade několik dílčích cílů. Ve své obecné části má seznámit čtenáře se základními vlastnostmi ionizujícího záření a způsobu jeho interakce s hmotou. Tyto interakce jsou základním předpokladem pro detekci. Metody detekce jsou rozebrány podrobně s ohledem na jejich výhody a nevýhody při měření záření gama. Dalším cílem bylo zjistit, jaké typy detekčních přístrojů jsou dostupné na trhu, kterými vlastnostmi se produkty jednotlivých firem liší a zda je možná jejich integrace do robotických systémů.

Cílem praktické části je především ověření vlastností zvoleného snímače. Plánovanou aplikací přístroje je lokalizace radionuklidových zdrojů ionizujícího záření pomocí mobilního průzkumného robotu. U zvoleného snímače je tedy nutné ověřit především to, zda je jeho odezva dostatečně rychlá, aby bylo možné měřit dynamicky. Pochopitelně je žádoucí, aby měřená veličina nebyla příliš zkreslena a odpovídala realitě, i toto se musí ověřit. Výstupem práce by mělo být zhodnocení použitého snímače a rozhodnutí, zda je pro danou aplikaci vhodný.

Část práce je věnována rovněž směrově citlivé detekci gama záření. Jedná se o techniku používanou hojně v lékařské diagnostické technice pro zobrazování. Měla by být nastíněna možnost jejího využití pro lokalizaci zdrojů záření. V rámci této práce je to ovšem pouze okrajový problém.

1 ZÁKLADY DETEKCE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

První část této práce tvoří seznámení s ionizujícím zářením a základními principy pro jeho měření. Bude zde představeno několik používaných dělení snímačů (detektorů ionizujícího záření) a nastíněna jejich aplikace.

1.1 Ionizující záření

Záření je fyzikální jev, při kterém dochází k přenosu energie, hmoty a informace prostorem. V kontextu ionizujícího záření existují dva základní druhy tohoto přenosu, jedním je časově proměnné pole (elektromagnetické vlnění), druhým velkou rychlostí se pohybující částice.

Dle Ullmana [11]: *Ionizujícím zářením nazýváme takové záření, jehož kvanta mají natolik vysokou energii, že jsou schopna vyřážet elektrony z atomového obalu a tím látku ionizovat.*

Existuje mnoho kritérií, podle kterých lze ionizující záření rozdělit, uvedeme zde ty nejzákladnější. Záření může být přímo nebo nepřímo ionizující, kvanta přímo ionizujícího záření nesou elektrický náboj a na elektrony působí Coulombickými silami, kvanta nepřímo ionizujícího záření nejprve při interakci předají svou energii (část nebo celou) nabitě částici. Pokud kvanta mají nulovou klidovou hmotnost (tedy mohou se šířit rychlostí světla ve vakuu, fotony), jedná se o záření vlnové, proud hmotných částic nazýváme korpuskulárním zářením.

Rozlišujeme tyto základní druhy ionizujícího záření:

- alfa – proud heliových jader (částic alfa), záření korpuskulární přímo ionizující,
- beta minus – elektronové záření, korpuskulární přímo ionizující,
- beta plus – pozitronové (antičástice elektronu) záření, korpuskulární přímo ionizující,
- gama a rentgenové (X) – elektromagnetické záření, vlnové nepřímo ionizující,
- neutronové – korpuskulární nepřímo ionizující,
- protonové – korpuskulární přímo ionizující,
- další – záření těžších iontů, mionové, pionové, antiprotonové a neutrinové záření.

Dělení na vlnové a korpuskulární záření není zcela přesné, neboť dle vlnově-korpuskulárního dualismu vykazují i částice vlastnosti vln a naopak. Nicméně pokud vyjdeme z klidových hmotností kvant záření, lze toto rozdělení použít. Předmětem této práce je záření gama, tedy z obecného pohledu vysokoenergetické elektromagnetické záření. Velmi podobné vlastnost má rentgenové záření, odlišuje se však svým původem v elektronovém obalu. Gama záření má původ jaderný.

Zdroje ionizujícího záření dělíme podle principu jeho vzniku. Elektronické zdroje jsou založeny na urychlování nabitých částic, především v rentgenových trubiciích a urychlovačích částic – v těch mohou vznikat všechny druhy ionizujícího záření včetně těch méně běžných. Radionuklidové zdroje záření jsou takové zdroje, kde záření vzniká při radioaktivní přeměně jader (alfa, beta a gama záření). Kosmické záření k nám přichází z vesmíru. Podle emitované energie kvant dělíme zdroje na nízkoenergetické (menší než MeV) a vysokoenergetické. Podle konstrukčního uspořádání na otevřené a uzavřené – dle toho, zda může radioaktivní látka uniknout do okolního prostředí. Podle geometrického tvaru rozlišujeme zdroje bodové, čárové, plošné a objemové.

1.1.1 Fyzikální veličiny

Ionizující záření popisuje několik fyzikálních veličin. Mezi základní patří energie jeho kvant, pro její měření používáme jednotku elektronvolt [eV] a její násobky. Zdroje obvykle emitují částice o různých energiích a vytváří tak spektrum záření. Může být spojité (beta záření, brzdné záření) nebo diskrétní (gama záření, charakteristické rentgenové záření).

Veličiny popisující zdroje záření

Pro popis „síly“ zdroje zavádíme několik veličin. Emise zdroje reprezentuje počet vyzářených částic za jednotku času [s^{-1}]. Zářivý výkon vyjadřuje celkovou energii kvant vyzářených za jednotku času [W]. Ne všechny zdroje září izotropně, tedy do všech směrů stejně, proto se zavádí úhlová emise zdroje [$s^{-1} \text{ Sr}^{-1}$], pomocí které se vyjádří směrová vyzařovací charakteristika. Kvanta šířící se prostorem tvoří pole záření. Pokud se pohybují v určité části prostoru převážně jedním směrem, označujeme je jako svazek záření. Jeho intenzitu popisujeme buď pomocí toku částic, tedy počtem kvant procházejícím jednotkovou plochou za jednotku času [$s^{-1} \text{ m}^{-2}$], nebo toku energie, kde místo počtu kvant vystupuje jejich energie [W m^{-2}].

Pro izotropní radioaktivní zářič o aktivitě A (počet radioaktivních přeměn za sekundu), který září do plného prostorového úhlu 4π , můžeme intenzitu záření I (tok částic) ve vzdálenosti r od zdroje popsat pomocí vztahu:

$$I = G \frac{A}{4\pi \cdot r^2} \quad [s^{-1} \text{ m}^{-2}; -, s^{-1}, \text{m}] \quad (1.1)$$

Bezrozměrný koeficient G vyjadřuje počet kvant vyzářených při jedné přeměně, v nejjednodušším případě $G = 1$. V praxi je potřeba započítat také absorpci v samotném zdroji nebo jeho obalu. V případě kaskádových deexcitací může být naopak $G > 1$.

Dozimetrické veličiny

Základní používanou veličinou je absorbovaná dávka D , zkráceně dávka. Je definována jako energie předaná látce ionizujícím zářením vztahovaná na hmotnost.

$$D = \frac{dE}{dm} \quad [\text{Gy}; \text{J}, \text{kg}] \quad (1.2)$$

kde E je střední energie předaný zářením. Jednotkou dávky je gray s rozměrem $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$. Dále zavádíme dávkový příkon, který charakterizuje přírůstek dávky za čas.

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad [\text{Gy} \cdot \text{s}^{-1}; \text{Gy}, \text{s}] \quad (1.3)$$

V praxi se používají násobky základní jednotky, např. $\mu\text{Gy} \cdot \text{h}^{-1}$.

V souvislosti s nepřímo ionizujícím zářením se používá veličina kerma K . Místo střední energie je zde použit *součet počátečních kinetických energií všech nabitých částic uvolněných nenabitými ionizujícími částicemi v uvažovaném objemu* [12].

$$K = \frac{dE_K}{dm} \quad [\text{Gy}; \text{J}, \text{kg}] \quad (1.4)$$

Používá se stejná jednotka jako pro dávku a za splnění podmínky rovnováhy nabitých sekundárních částic se kerma dávce rovná. Analogicky zavádíme i kermový příkon.

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} \quad [\text{Gy} \cdot \text{s}^{-1}; \text{Gy}, \text{s}] \quad (1.5)$$

Pro popis účinků ionizujícího záření na člověka se používá dávkový ekvivalent H . Je to součin absorbované dávky a činitele jakosti Q , který vyjadřuje rozdílné působení záření na biologické tkáně. Pro beta a gama záření nabývá hodnoty 1, pro rychlé neutrony 10 a pro alfa záření je rovna 20.

$$H = D \cdot Q \quad [\text{Sv}; \text{Gy}, -] \quad (1.6)$$

Jednotkou dávkového ekvivalentu je sievert. Pro popis časové přírůstku dávkového ekvivalentu opět zavádíme jeho příkon.

$$\dot{H} = \frac{dH}{dt} \quad [\text{Sv} \cdot \text{s}^{-1}; \text{Sv}, \text{s}] \quad (1.7)$$

1.1.2 Interakce ionizujícího záření s hmotou

Interakce ionizujícího záření s hmotou probíhá na atomární úrovni. Kvantum při průchodu látkou ztrácí svou energii v procesech interakcí na atomární a subatomární úrovni a zanechává za sebou ionizační stopu – volné elektrony a kationty. Osud částice závisí na její povaze, jedná-li se o elektromagnetické záření, foton po

předání své energie zcela zaniká. U částic korpuskulárního záření je situace poněkud složitější.

Pokud má primární záření dostatečně velkou energii, generuje interakcí s látkou sekundární záření, které produkuje další částice, a dojde tak ke kaskádové interakci. Z typů sekundárního záření je zajímavé především Comptonovsky rozptýlené, charakteristické, brzdné a anihilační záření (vysvětleno níže), a tak může obohacovat pole primárního záření.

Mezi nejdůležitější principy interakce nabitě částice s látkou patří excitace a ionizace. Částice předává svou kinetickou energii hlavně elektromagnetickou interakcí s elektrony v atomech látky. Pokud energie nestačí na vytržení elektronu z atomu, dojde pouze k jeho přesunu na vyšší energetickou hladinu (excitace), odkud se elektron opět vrací (deexcituje) za emise fotonu elektromagnetického záření. Je-li předaná energie dostatečná, elektron se uvolní z atomu, který je tím ionizován. Tento elektron může mít tolik energie, že způsobí sekundární ionizaci. Ionizační účinky částice podél její dráhy popisujeme pomocí Braggovy křivky. Jak částice při průletu zpomaluje, její ionizační účinky rostou, protože na okolní elektrony působí delší dobu. Těsně před zabrzděním má Braggova křivka výrazné maximum, a poté prudký pokles k nule – úplné zabrzdění částice.

Kromě těchto principů existují doprovodné jevy, které obvykle generují sekundární záření. Jedná se o rozptyl, který může být pružný (vlnová délka záření se nemění) nebo nepružný (vlnová délka záření se změní). Důležitým jevem je brzdné rentgenové záření. Jedná se o rozptyl nabitých částic pod velkým úhlem, při kterém dojde k prudké změně vektoru rychlosti této nabitě částice, což podle Maxwellových rovnic vede k emisi elektromagnetického záření ve formě fotonů elektromagnetického záření. Toto záření má spojité spektrum. K jevu dochází především při průletu blízko jádra (čím blíže, tím větší energie záření). Čím vyšší je atomové číslo látky a nižší hmotnost primární částice, tím bude brzdné záření intenzivnější. Rentgenové záření vzniká rovněž formou tzv. charakteristického záření, jehož spektrum je diskrétní a závisí na materiálu látky. Pokud částice vyrazí z atomu elektron na nízké energetické hladině, toto místo zaplní elektron z vyšší hladiny za emise fotonu charakteristického záření. Pozitronové záření beta plus bude nejprve interagovat stejně jako elektron a vytrhávat okolní elektrony z atomů. Po zabrzdění ovšem anihiluje s elektronem (oba zaniknou) a přemění se na dvě kvanta gama záření o energii 511 keV, která se dále šíří v přesně protilehlých směrech. Dalšími druhy sekundárního záření je Čerenkovovo záření a přechodové záření.

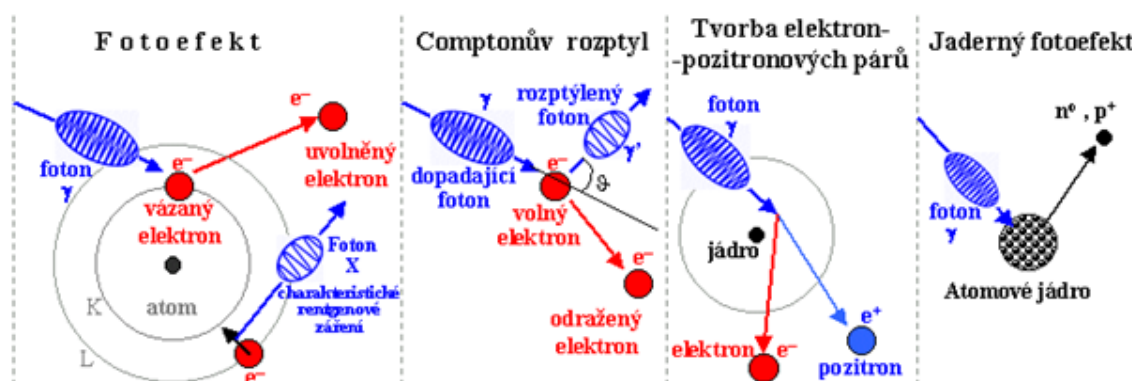
1.1.3 Interakce gama záření

Zde popsané efekty interakce platí i pro rentgenové záření, které má stejnou fyzikální podstatu.

Kvanta gama záření, fotony, nemají elektrický náboj, a proto nemohou na nabitě částice působit přímo elektrickými silami. Kmitání elektrického a magnetického pole, které foton provází, může ale předat částici energii, což vede k excitaci elektronu, případně ionizaci. Interakcí s nukleony může rovněž excitovat samotné atomové jádro. Pro nižší energie má záření spíše vlnový charakter, proto působí na celý atom, který může excitovat. Pro vyšší energie je charakter spíše korpuskulární a uplatňují se spíše interakce fotonů s jednotlivými elektrony.

Některé procesy probíhající mezi gama zářením a látkou nemají ionizační charakter, stručně se jedná o Thompson-Rayleighův rozptyl, Thomsonův rozptyl a excitaci elektronů. U lehkých materiálů a tvrdého záření také nemusí dojít k interakci vůbec. Tyto procesy nemají z hlediska radiační fyziky prakticky žádný význam.

Čtyři základní typy interakcí jsou znázorněny na obrázku 1.1. Na obrázku 1.2 je potom ukázána závislost lineárního absorpčního koeficient μ na energii pro jednotlivé interakce. Velikost tohoto činitele je úměrná pravděpodobnosti, s jakou k interakci dojde.



Obr. 1.1: Typy interakce gama záření. Zdroj [11]

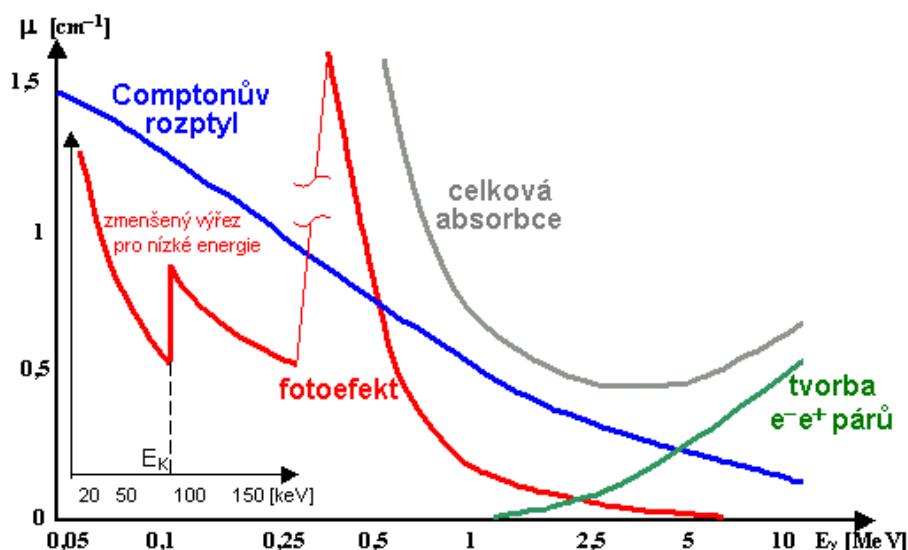
Při fotoefektu předá foton všechnu svou energii elektronu v elektronovém obalu atomu. Tento elektron je emitován s kinetickou energií danou rozdílem předané energie a vazebné energie na dané hladině. Uvolněný elektron se bude chovat jako částice záření beta minus a ionizovat další atomy. Na jeho původní místo deexcituje jiný elektron za emise charakteristického záření, které může dále interagovat s elektronovým obalem a uvolnit tzv. Augerův elektron. Pravděpodobnost fotoefektu je přímo úměrná páté mocnině protonového čísla a nepřímo úměrná energii fotonu. Z toho důvodu se fotoefekt pro energie nad 1 MeV už příliš neprojevuje. Na obrázku 1.2

jsou pro fotoefekt patrné výrazné hrany – vyskytují se v místech, kdy energie fotonu odpovídá vazebným energiím na slupkách K a L.

Při kolizi fotonu s volným nebo slabě vázaným elektronem dojde ke Comptonově rozptylu. Jedná se o nepružný rozptyl, při kterém předá foton elektronu jen část své energie a změní svůj směr o úhel θ . Má-li foton před interakcí energii E_γ , potom lze odvodit Comptonův vzorec, který udává energii fotonu po interakci s elektronem o klidové hmotnosti m_{0e} :

$$E'_\lambda = \frac{E_\gamma}{1 + \left(\frac{E_\gamma}{m_{0e} \cdot c^2}\right)(1 - \cos \theta)} \quad [\text{eV}; \text{eV}, \text{kg}, \text{m} \cdot \text{s}^{-1}, \text{rad}] \quad (1.8)$$

Elektron se touto kolizí urychlí na rozdíl $E_\gamma - E'_\gamma$ a může dále ionizovat. Pravděpodobnost interakce je úměrná hustotě a protonovému číslu látky, klesá s rostoucí energií.



Obr. 1.2: Závislost lineárního absorpčního koeficientu na energii pro různé typy interakce. Zdroj [11]

Pokud energie fotonu překročí práh 1,022 MeV, může při elektromagnetické interakci se silným polem jádra dojít k jeho přeměně na elektron a pozitron. Práh této interakce je dán součtem klidové energie vzniklých částic, ta je pro obě rovna 511 keV. Pozitron se dále chová jako částice záření beta plus a anihiluje za vzniku sekundárního gama záření. Pro vysoké energie tato interakce převažuje, viz obrázek 1.2.

Pro ještě vyšší energie (nejméně 2,23 MeV) může dojít k jadernému fotoefektu, při kterém foton vyvolá jadernou reakci – „vyrazí“ z jádra proton či neutron. Může dojít k tzv. gama-aktivaci, kdy výsledné jádro je radioaktivní.

1.1.4 Absorpce a stínění ionizujícího záření

Při interakci záření s látkou se jeho část průchodem absorbuje. O záření, které se absorbuje minimálně, hovoříme jako o pronikavém. Mezi pronikavá záření patří např. gama a neutronové záření. Útlum záření se popisuje lineárním absorpčním koeficientem μ . Ten roste s hustotou a protonovým číslem látky, klesá s rostoucí energií záření. Útlum je popsán exponenciálním zákonem. Je-li počáteční intenzita záření I_0 , pak pro intenzitu I v hloubce d platí:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot d} \quad [\text{s}^{-1}\text{m}^{-2}; \text{s}^{-1}\text{m}^{-2}, \text{m}^{-1}, \text{m}] \quad (1.9)$$

V technické praxi zavádíme veličinu polovrstva (polotloušťka) absorpce. Jedná se o takovou tloušťku vrstvy látky, která utlumí záření na polovinu. Je definována jako:

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad [\text{m}; \text{m}^{-1}] \quad (1.10)$$

Často vyžadujeme, aby se ionizující záření nedostalo do určitých míst, nebo nechtíme, aby z určitých míst přicházelo. Stínění volíme podle druhu a energie záření. Z běžných typů záření se nejsnadněji stíní záření alfa, které má velmi nízkou pronikavost. I ve vzduchu je maximální dolet těchto částic řádově desítky centimetrů. Pro odstínění proto stačí milimetrová vrstva lehkého materiálu. Na stínění záření beta se používají lehké materiály (v těžkých by se tvořilo intenzivní brzdné záření), tloušťka stačí 5 až 10 mm. Pokud se jedná o pozitronové záření beta plus, je nutné přidat vrstvu olova na odstínění anihilačního záření. Olovo, wolfram nebo obecně materiál s velkou hustotou a protonovým číslem je nejvhodnější pro stínění záření gama (a rentgenového) – vyžadujeme vysokou elektronovou hustotu. Polovrstva absorpce záření gama pro různé materiály a energie je uvedena v tabulce 1.1.

Tab. 1.1: Polovrstva absorpce záření gama. Zdroj [11]

E_λ [keV]	$d_{1/2}$ [mm]			
	voda	beton	železo	olovo
200	51	21	6,6	1,4
500	78	30	11,1	4,2
1000	102	45	15,6	9,0
2000	144	59	21	13,5
5000	231	99	28,8	14,7

Se stíněním úzce souvisí kolimace záření. Jedná se o vymezení svazku záření. U záření nabitých částic je situace jednodušší, protože směr pohybu částic se dá relativně snadno ovlivnit působením elektrického či magnetického pole. U elektromagnetického záření však není jiná cesta, než nechtěnou část svazku odstínit. Jako kolimátor označujeme takové uspořádání absorpčních materiálů, které propouští pouze záření z požadovaných směrů.

1.2 Dělení detektorů

Jelikož ionizující záření není lidským okem viditelné, musíme k jeho detekci využít fyzikálních principů popsaných v předchozí kapitole. Intenzitu a energii záření můžeme rozeznat podle jeho účinků na látku. Detektory jsou prvky převádějící ionizující záření na jinou veličinu, kterou lze měřit. Přístroje měřící ionizující záření se obecně nazývají radiometry, pokud jsou určeny k měření radiační dávky, pak se jedná o dozimetry.

Prvním způsobem dělení detektorů je dělení na detektory kontinuální a integrální (kumulativní). Kontinuální detektory měří okamžitou intenzitu záření, jejich výstup je tedy úměrný počtu kvant, které aktuálně dopadají na citlivou část detektoru. Integrální detektory kumulují příchozí kvanta od počátku měření, jejich výstup je tedy vlastně integrací okamžitých hodnot z celého průběhu měření – odtud název. Uplatnění mají především v dozimetrii.

Další používané dělení je dle principu detekce. Na jedné straně stojí materiálové detektory, které využívají změnu vlastností materiálu, např. fotografické desky. Je pro ně typická malá citlivost, a tak jsou použitelné pouze pro vysoké energie nebo dlouhé expoziční doby. Na straně druhé stojí detektory elektronické, které jsou v dnešní době rozhodně používanější. Převádí ionizující záření na elektrický proud nebo napěťové impulsy. Velikost proudu, resp. četnost impulsů, je potom úměrná intenzitě záření, tedy počtu dopadajících kvant.

Poměrně důležité je dělení podle množství informace poskytované o záření. Nespektrometrické detektory záření poskytují informaci pouze o jeho intenzitě, nikoli o druhu či energii. Oproti tomu spektrometrické detektory záření dokáží detekovat také energii dopadajících kvant. Výstupem takového zařízení může být energetické spektrum, tedy funkční závislost počtu kvant o dané energii na energii. Dalším typem jsou detektory zobrazovací, které získávají informaci o plošném rozložení záření. Příkladem je fotografický film používaný u lékařského rentgenu. Nakonec jsou tu detektory dráhové, neboli trackery, které jsou schopné zaznamenat trajektorii částice ionizujícího záření.

Existují také různá uspořádání detektorů, v nejjednodušším případě se jedná

o samostatný detektor. Jeho parametry potom volíme podle aplikace. Obecně existují dvě geometrické konfigurace detektorů. Planární (tenké, obvykle velkoplošné), určené ke snímání z poloprostoru (2π geometrie). Dále se 4π geometrií, např. studnové, které obklopují měřený vzorek, dosahují tak vysoké účinnosti. Pro složitější aplikace se používají multidetektorové systémy, tedy současné použití několika detektorů, obvykle jednoho nebo více druhů (pro různé druhy záření). Typickou aplikací jsou zobrazovací systémy. Na nejsložitější aplikace, ve velkých částicových urychlovačích, se používají komplexní detekční systémy skládající se z mnoha druhů detektorů. Vnitřní vrstvu zpravidla tvoří trackery, které detekují trajektorie částic s relativně malou energií – částice o vyšších energiích pronikají do vnějších vrstev, které jsou tvořeny spektrometry různých druhů.

1.3 Obecné parametry detektorů

Měření ionizujícího záření doprovází řada parazitních fyzikálních a technických vlivů. Poněkud se liší pro jednotlivé metody, které budou rozebírány dále v této práci, ale několik základních principů je společných.

Základním parametrem detektorů je účinnost. Rozlišujeme dva druhy, vnitřní účinnost ν a absolutní detekční účinnost. První jmenovaná je poměr mezi počtem zaznamenaných kvant a počtem kvant, která do detektoru vstupují. Obvykle ji vyjadřujeme v procentech, je zřejmé, že $0 \% < \nu < 100 \%$. Je závislá především na účinném průřezu interakce daného záření s materiálem detektoru a velikosti citlivého objemu. Absolutní účinnost je poměr mezi počtem zaznamenaných kvant a počtem kvant, která emituje měřený zářič. Je zřejmé, že závisí na vnitřní účinnosti detektoru, ale mimo to také na jeho geometrickém uspořádání a absorpci mezi zdrojem a detektorem. Největší možné účinnosti 100 % nelze v praxi dosáhnout.

Dalším klíčovým parametrem je časové rozlišení detektoru. Mezi interakcí kvanta a signálem na výstupu je vždy určité časové zpoždění, které je dáno konečnou rychlostí dějů, které v detekčním řetězci probíhají. Délku tohoto intervalu popisuje právě časové rozlišení. Skládá se ze dvou složek, z fyzikálních procesů v samotném detektoru a z rychlosti elektronických vyhodnocovacích obvodů radiometru. S časovým rozlišením úzce souvisí pojem mrtvá doba. Jedná se o interval následující po detekci jednoho kvanta, během kterého není detektor schopen detekovat žádné jiné kvantum, resp. jeho účinky přičte k právě registrovanému kvantu. Důsledkem mrtvé doby je, že detektory s delší mrtvou dobou nejsou schopné korektně měřit záření vyšších intenzit, dramaticky klesá detekční účinnost. To vede k nelinearitě odezvy a potažmo i k možným chybám měření.

K užitečnému signálu z detektoru se superponuje radiační pozadí, které je tro-

jího původu – vnější záření, vnitřní radioaktivita detektoru a elektrický šum. Vnější záření pochází ze zdrojů vyskytujících se běžně v prostředí, lze jej účinně potlačit stíněním. Vnitřní radioaktivita detektoru je způsobena buď přítomností přírodních radionuklidů, nebo aktivací materiálu působením měřeného ionizujícího záření. Elektrický šum detektoru lze potlačit chlazením na velmi nízké teploty, kdy je minimální tepelný pohyb nosičů náboje. Při správném měření je nutné radiační pozadí od měřených hodnot odečíst.

Spektrometrický detektor má určité energetické rozlišení. Měřené spektrum je vždy konvolucí energetického spektra a rozlišovací funkce, která má tvar podobný Gaussově křivce, což vede k rozmazání spektra. Míru zkreslení můžeme vyjádřit pomocí pološířky rozlišovací funkce, kterou označujeme jako energetické rozlišení. Vyjadřuje se buď absolutně, nebo relativně vůči energii. Tento jev má několik příčin. Patří mezi ně nelinearita detektoru, tedy závislost odezvy na energii nebo intenzitě záření, lze ji kompenzovat kalibrací. Dále sekundární záření a tvar spektra radiačního pozadí.

Vlastnosti většiny detektorů se navíc nevratně zhoršují s časem. Kromě samovolného stárnutí, které je způsobeno působením okolního prostředí a vnitřními procesy, se jedná také o poškozování detektoru měřeným ionizujícím zářením.

2 DETEKČNÍ METODY PRO IONIZUJÍCÍ ZÁŘENÍ

Tuto kapitolu jsem se rozhodl rozdělit dle čtyř obecných typů detektorů, materiálových, plynových, scintilačních a polovodičových. Zaměřím se na fyzikální procesy, na kterých jsou tyto detektory založené. Materiálové detektory zmiňuji pouze pro úplnost, z hlediska této práce nemají význam.

2.1 Materiálové detektory

Tyto detektory pracují ze své podstaty v integrálním režimu. Mezi materiálové detektory patří i fotografické, které jsou založeny na fotochemické reakci, která proběhne po dopadu ionizujícího záření na vhodný fotografický materiál. Používá se fotografická emulze složená z krystalků bromidu stříbra a želatiny, po proběhnutí reakce vzniká latentní obraz, pro zviditelnění je nutné jej vyvolat. Platí, že čím víc je výsledný obraz černý, tím intenzivnější ionizace proběhla. Typickou aplikací fotografické detekce jsou osobní filmové dozimetry. Jedná se o plastové pouzdro, do kterého je vložen film se silnou vrstvou emulze, a je vybavena kovovými filtry pro různé energie záření. Film je pravidelně vyvoláván a je vyhodnocována dávka, kterou daný pracovník dostal. Další aplikací je rentgenová diagnostika, která je běžná např. v nemocnicích.

Dalším typem materiálových detektorů jsou termoluminescenční a fotoluminescenční. Principem je, že excitované elektrony se zachytávají na energetických hladinách vytvořených poruchami v krystalové mřížce. Na těchto metastabilních hladinách dlouhodobě setrvávají. Při dodání tepla (termoluminescenční detektory) nebo světla (fotoluminescenční detektory) dochází k deexcitaci elektronů za emise viditelného světla – luminescence. Čím více energie se v materiálu nahromadilo, tedy čím větší byla radiační dávka, tím větší je světelný výtěžek.

Zařadit sem můžeme i detektory stop částic, které zviditelňují trajektorii, po které se částice pohybovala. Prvním typem jsou opět fotografické detektory, kdy použijeme velmi silnou vrstvu fotoemulze, ve které po vyvolání spatříme podél trajektorie viditelnou stopu. Z doletu částice a úrovně zčernání filmu lze poté určit přibližně hmotnost a energii částice. Dále existují mlžné komory. Klasickou Wilsonovu mlžnou komoru tvoří skleněný válec naplněný plynem a nasycenými párami. Je vybavena pístem, pomocí kterého lze provést rychlou expanzi a učinit tak páry přesycenými. Přesycené páry kondenzují na iontech a jsou tak schopny zviditelnit průlet ionizující částice. Lepší variantou je difúzní mlžná komora, která vytváří pásmo přesycených par pomocí teplotního gradientu a může tak pracovat kontinuálně (není

potřeba stále manipulovat pístem). Mírně odlišný princip používají bublinkové komory, které stopu částice zviditelňují pomocí bublinek v přehřáté kapalině. Výhodou je vyšší rychlost pracovního cyklu a vyšší hustota pracovní látky, která umožňuje lepší interakci se zářením.

Z důvodu, že materiálové detektory pracují v integrálním režimu a nemají elektronický výstup, nejsou vhodné pro měření ionizujícího záření v robotických systémech. Proto se jim nebudeme dále věnovat.

2.2 Plynové detektory

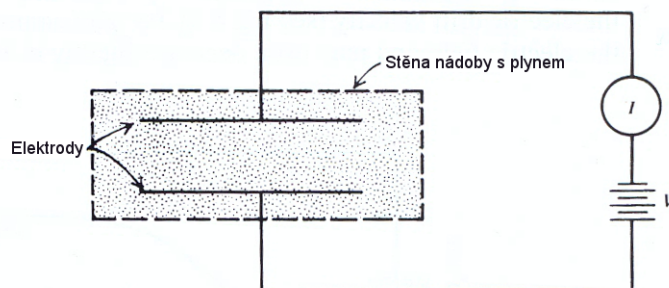
Do této kategorie spadají ionizační komory, proporcionální čítače a Geiger-Müllerovy trubice. Společným principem je odvozování elektrického signálu z tvorby iontových párů v plynu plněném detektoru.

2.2.1 Ionizační komory

Ionizační komory pracují obvykle v proudovém režimu. Jsou založeny na sběru náboje iontových párů vytvořených v plynu. Jako iontový pár označujeme kationt a volný elektron, který vznikne při průletu kvanta záření. Pro obvyklé plyny je nejmenší výstupní práce pro ionizaci molekuly v rozmezí 10 až 25 eV. Nicméně v plynu probíhají další interakce, při kterých dojde k přenosu energie, ale ne k ionizaci (excitace). Průměrná energie nutná k vytvoření jednoho iontového páru je tedy reálně asi 25 až 40 eV. Po prostém výpočtu lze říct, že kvantum záření o energii 1 MeV vytvoří v plynu 30 000 iontových párů. Jedná se pouze o střední hodnotu, vlivem kvantových fluktuací generuje každé kvantum odlišný počet párů. Velikost těchto fluktuací má vliv na energetické rozlišení detektoru, významně se projevují zejména u nižších intenzit záření. Vzniklé nabitě částice podléhají kromě difúze a přenosu náboje také rekombinaci, kdy se z iontového páru stane opět neutrální atom či molekula. Proto musí být sběr náboje co nejrychlejší, aby se rekombinace minimalizovala. K tomuto účelu se používají elektrická pole o vysoké intenzitě.

Po přiložení vnějšího elektrického pole se začnou nabitě částice pohybovat v příslušném směru a vytváří tak elektrický proud. Typické uspořádání tohoto detektoru je možné vidět na obrázku 2.1, voltapérová charakteristika má stejný průběh jako křivka v levé části obrázku 2.2. Detektor je tvořen komorou naplněnou plynem, která má na obou koncích sběrné elektrody. K elektrodám je připojeno vysoké napětí a procházející ionizační proud je měřen ampérmetrem. Z voltapérové charakteristiky je patrné, že při nulovém elektrickém poli neprochází téměř žádný ionizační proud, protože iontové páry stihnou rekombinovat. Při zvyšování přiloženého napětí roste i proud, dokud nedosáhne saturace, kdy je již pole dostatečně intenzivní na to, aby

páry nestíhaly rekombinovat. V této části charakteristiky ionizační komory obvykle pracují. Je také patrné, že velikost proudu závisí na intenzitě záření.



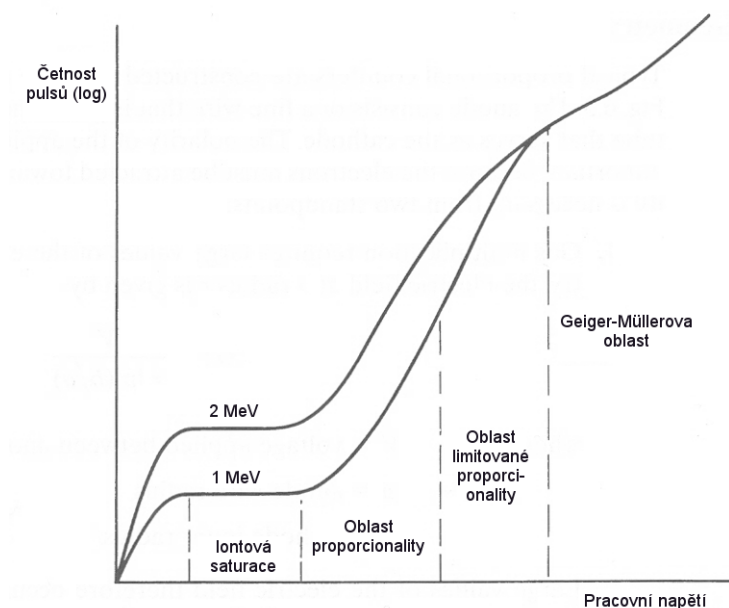
Obr. 2.1: Uspořádání ionizační komory. Zdroj [5]

Ionizační komory mají využití v několika oblastech. První jsou klasické ruční dozimetry, které bývají i bateriově napájené. Jsou vhodné pro záření o energii vyšší než 100 keV, pro nižší energie má příliš nízkou citlivost. Díky vysoké časové stabilitě ionizačních komor je možné je využít pro kalibraci zdrojů ionizujícího záření. V saturované části voltampérové charakteristiky závisí výstupní proud v zásadě jen na geometrickém uspořádání zářiče a komory. Pro tyto účely se používá studnový detektor. Další aplikací je měření radioaktivity plynů. Pokud se komorou nechá procházet kontinuální proud měřeného plynu, je možné proměřit jeho aktivitu.

2.2.2 Proporcionální čítače

Proporcionální detektory pracují téměř výhradně v pulsním režimu. Využívají lavinového efektu, což umožňuje detekovat i slabé intenzity záření ve srovnání s ionizačními komorami. Pokud překročí intenzita elektrického pole určitý práh (pro obvyklé plyny při atmosferickém tlaku asi $10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$), získají vyražené elektrony dost energie k sekundární ionizaci. Tyto sekundární elektrony vytvoří terciární a lavina trvá do té doby, než se všechny volné elektrony sesbírají na anodě. V sérii s detektorem je zapojený pracovní odpor, na kterém ionizační proud vytváří úbytek napětí. Současně s tím se snižuje napětí na detektoru a tím i intenzita elektrického pole, čímž se opět ukončí lavinový efekt. Na pracovním odporu tak naměříme napěťový impuls. Na obrázku 2.2 je závislost počtu pulsů ionizačních detektorů na pracovním napětí. Proporcionální detektory pracují v oblasti proporcionality, kdy je amplituda napěťového impulsu úměrná energii záření. Při rostoucím pracovním napětí se vlivem lavinového efektu vytvoří větší množství kladných iontů, které se nepohybují tak rychle jako elektrony, a vytváří tak v detektoru prostorový náboj, který mění

přiložené elektrické pole. Tím vznikají nelinearity a voltampérová charakteristika je v oblasti limitované proporcionality.



Obr. 2.2: Závislost počtu pulsů ionizačních detektorů na napětí. Zdroj [5]

Typické geometrické uspořádání je válcové, přičemž stěna slouží jako katoda a tenký drát v ose jako anoda. Výhodou tohoto uspořádání je, že při stejných rozměrech vyžaduje výrazně nižší pracovní napětí pro dosažení prahové intenzity elektrického pole nutné ke spuštění laviny. Další výhodou je, že díky uspořádání je požadovaná intenzita pouze ve velmi úzkém okolí, následkem čehož multiplikační faktor (počet sekundárních elektronů na jeden primární) v zásadě nezávisí na místě vzniku iontového páru. Navíc je lavina lokalizovaná v malé oblasti, proto mrtvá doba není tak dlouhá jako u Geiger-Müllerových trubic.

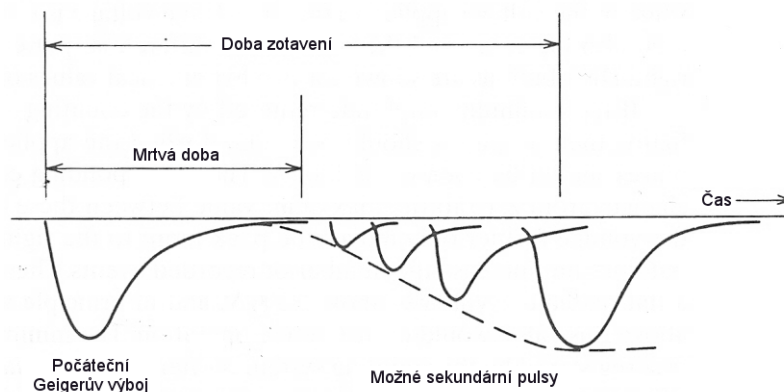
Jelikož je amplituda pulsů závislá na energii záření, můžeme pomocí prahování počítat zvláště např. částice alfa a beta záření. Ovšem zatímco alfa částice předají v detektoru obvykle všechnu svou energii, pronikavost beta částic může být tak velká, že změříme pouze část jejich celkové energie. U rentgenového a gama záření zvládne proporcionální detektor při požadovaném zachování spektrometrických schopností měřit pouze nižší energie (do 100 keV), protože s rostoucí energií rapidně klesá pravděpodobnost interakce. Tu obvykle doprovází emise fotonu charakteristického rentgenového záření, který může uniknout bez interakce. Následkem toho se ve změřené pulsní charakteristice objeví výrazný únikový pík, jehož energie je nižší právě o toto charakteristické záření (např. pro xenon asi 30 keV).

2.2.3 Geiger-Müllerovy čítače

Tento typ patří mezi nejstarší ionizační detektory. Jeho výhodou je velké vnitřní zesílení, díky kterému často není třeba využívat externí zesilovač, který zavádí do měřicího obvodu přídatný šum. Stejně jako proporcionální detektor využívá lavinového efektu a používá i shodné geometrické uspořádání. Zatímco u proporcionálních čítačů připadá na jeden primární elektron jedna lavina, u G-M trubice se lavina spouští řetězovou reakcí několik. Díky vysokému pracovnímu napětí je multiplikační faktor značný a lavina způsobuje excitaci molekul, které deexcitují za emise fotonu. Ten může fotoelektrickým jevem uvolnit další elektron, který spustí sekundární lavinu. Při pracovním napětí G-M čítačů platí, že každá lavina v průměru vytvoří aspoň jednu další lavinu. Laviny se rozšíří po celé délce anody, což přispívá k dost dlouhé mrtvé době. Řetězová reakce se ukončí, až je uvolněno tolik kladných iontů, že svým prostorovým nábojem sníží intenzitu elektrického pole pod mez nutnou ke spuštění dalších lavin. Tento proces je označován jako Geigerův výboj. Pro určité pracovní napětí je počet potřebných iontů v zásadě konstantní, proto i velikost pulsu je konstantní (řádově jednotky voltů) a nezávisí na počtu primárních iontových párů. Proto tento druh detektorů nemá spektrometrické vlastnosti. Voltmapérová charakteristika je vidět v pravé části obrázku 2.2.

Jelikož kationtům trvá značnou dobu, než se driftem přesunou ke katodě, v trubici se dlouhou dobu vyskytuje prostorový náboj bránící další lavině, tedy i detekci další ionizující částice. Po určité době se intenzita pole vrátí na potřebnou úroveň, ale výška výstupního pulsu v tomto okamžiku bude podstatně menší, protože díky přítomnosti kationtů bude ukončení lavinového efektu rychlejší. Tyto malé pulsy nemusí čítecí systém ani registrovat. Jako mrtvou dobu tedy obvykle bereme o něco delší interval, po kterém má puls dostatečnou amplitudu, aby byl registrován. Dále definujeme dobu zotavení, po které má puls opět maximální amplitudu. Tyto dva intervaly jsou ilustrovány na obrázku 2.3. Typická délka mrtvé doby G-M detektorů je 50 až 100 μ s.

Pro správnou funkci je nutné najít v pulsní charakteristice plateau. U typických G-M detektorů bývá jeho strmost taková, že při změně pracovního napětí o 100 V je změna počtu registrovaných pulsů o 2 až 3 %. Pro nabitě částice je účinnost detekce v aktivním objemu prakticky 100 %, protože stačí jediný iontový pár na spuštění lavin. Efektivní účinnost je tedy dána pravděpodobností průletu vstupním okénkem detektoru. U gama záření je detekce založena na vytvoření sekundárního elektronu ve stěně detektoru. Typicky se používá stěna s bismutem, který má velké atomové číslo. Účinnost dosahuje maximálně jednotek procent. Pro nízké energie (desítky keV) je možná i interakce přímo v aktivním objemu, vyžaduje to ovšem plyn o vysokém atomovém čísle a tlaku. Geiger-Müllerovy trubice se využívají v dozimetrických



Obr. 2.3: Vysvětlení mrtvé doby a doby zotavení. Zdroj [5]

aplikacích, např. v plošném uspořádání (tzv. „žehlička“) jako detektor kontaminace povrchu.

2.3 Scintilační detektory

Scintilátory patří mezi nejstarší principy detekce ionizujícího záření. Podstatou je produkce světla ve vhodném materiálu v důsledku interakce s ionizujícím zářením. Princip je hojně využíván a vhodný i pro spektrometrii. Ke konverzi světelných záblesků na elektrický signál se využívá zejména fotonásobičů a fotodiod.

2.3.1 Scintilátory

Ideální scintilační materiál by měl splňovat následující požadavky:

- měl by konvertovat energii částic na viditelné světlo s vysokou účinností,
- konverze by měla být lineární – světelný zisk úměrný předané energii v co největším rozsahu,
- materiál by měl být dobře propustný pro světlo o vlnové délce, které emituje,
- doba dozívání luminescence by měla být co nejkratší,
- materiál by mělo být možné vyrobit v takových rozměrech, aby byl použitelný v detektorech a zachoval si přitom dobrou optickou kvalitu,
- index lomu by měl být podobný jako u skla (asi 1,5) kvůli dobré vazbě na fotonásobič.

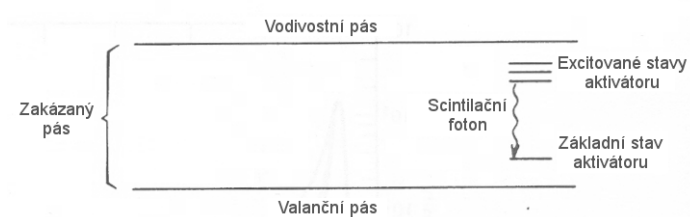
V praxi není možné splnit současně všechny požadavky a volba materiálu je vždy otázkou kompromisu. Volba silně závisí na plánované aplikaci detektoru. Například organické scintilátory mají menší světelný zisk, ale rychlou odezvu, anorganické naopak. Vysoké protonové číslo a hustota předurčuje anorganické scintilátory pro gama

spektrometrii, zato ty organické se lépe hodí pro beta záření. Nejdůležitějším scintilačním procesem je fluorescence, což je okamžitá emise viditelného světla následující po excitaci. V materiálu se však vyskytují další procesy, fosforescence a opožděná fluorescence, které jsou obecně parazitní. Při fosforescenci jsou emitovány delší vlnové délky za delší čas. Opožděná fluorescence emituje stejné světlo jako ta okamžitá, ale po značně delší době. Dobrý scintilátor musí co nejvíce záření využít na okamžitou fluorescenci. Zvláště pokud detektor pracuje v pulsním režimu, protože časové konstanty měřicího obvodu jsou mnohem menší než doznívání těchto parazitních procesů. Do měření potom vnáší náhodný šum.

V organických scintilátorech je proces založen na excitaci celých molekul, proto je nezávislý na skupenství látky. Základním stavem molekuly je S_0 (S jako singlet, což značí, že celkový spin je 0). Absorpcí energie řádu jednotek eV se změní elektronová konfigurace na jeden z vyšších energetických stavů, ovšem vlivem vnitřní konverze končí ve stavu S_1 . Deexcitací do základního stavu nebo jednoho z jeho vibračních podstavů dojde k emisi světla. Tím proběhla fluorescence. Intenzita fluorescence v čase exponenciálně klesá s časovou konstantou τ . Jedná se o časovou konstantu vysvícení a ve většině organických scintilátorů dosahuje několika nanosekund, tedy proces je velmi rychlý. Kromě deexcitace může rovněž dojít ke změně stavu na metastabilní, nejčastěji T_1 (T jako triplet, celkový spin je 1), jehož energie je nižší. Časová konstanta stavu T_1 je ovšem řádu milisekund, tedy emise světla je opožděná. V tom spočívá fosforescence. Působením termální energie se může molekula navrátit do stavu S_1 a nakonec deexcituje. To je opožděná fluorescence. Díky tomu, že většina emitovaných fotonů má nižší energii, než je minimum pro excitaci, může být scintilátor pro své světlo propustný. Jako scintilační účinnost definujeme poměr mezi energií konvertovanou na viditelné světlo a celkovou energií příchozích částic. Účinnost není nikdy 100%, protože v materiálu probíhají alternativní deexcitační procesy, které generují pouze teplo. Do scintilačního materiálu se občas přidává složka, která posouvá spektrum primárního scintilantu k větším vlnovým délkám, aby bylo dosaženo menší vnitřní absorpce a lepší vazbou na fotonásobič.

V anorganických scintilátorech je proces vzniku záblesků poněkud odlišný. Předně, je vázán na energetické stavy dané krystalovou mřížkou. Může proto existovat jen v pevném skupenství. V polovodičích a izolantech mohou elektrony existovat pouze v diskrétních energetických pásech, jak ilustruje obrázek 2.4. Pokud jsou vázány v atomech, nachází se ve valenčním pásu, volné elektrony jsou ve vodivostním pásu. Mezi nimi leží zakázané pásmo, ve kterém elektron v čistém krystalu nemůže existovat. Dodáním energie se elektron může uvolnit a přesunout z valenčního do vodivostního pásu a zanechat po sobě díru. Z hlediska scintilace je čistý krystal nepoužitelný, protože návrat elektronu do valenčního pásu za emise fotonu je neefektivní proces, navíc kvůli šířce zakázaného pásu by foton měl příliš velkou energii. Z tohoto důvodu

do krystalu dodáváme příměsi, tzv. aktivátory. Ty vytvoří luminescenční a rekombinační centra, ve kterých existují energetické stavy v zakázaném pásmu. Jejich energetický rozdíl umožňuje při deexcitaci emisi fotonu viditelného světla. Částice ionizujícího záření svým průchodem vygeneruje značné množství párů elektron-díra. Díry ionizují aktivační centra, ke kterým driftují elektrony a vytvoří tak novou neutrální konfiguraci s vlastními excitovanými stavy, jak ukazuje obrázek 2.4. Pokud se vytvoří konfigurace s excitovaným elektronem a je možný jeho přesun do základního stavu, velmi rychle nastane deexcitace. Tento proces fluorescence typicky trvá 50 až 500 ns. Může se stát, že v nové konfiguraci se elektron nemůže přesunout do základního stavu a je nutné zvýšit jeho energii. Zdrojem této dodatečné energie může být např. teplo. Dojde tak k fosforescenci, opožděné emisi světla. Účinnost scintilace v anorganických materiálech je poměrně dobrá, např. v jodidu sodném vytvoří částice o energii 1 MeV asi $5 \cdot 10^4$ elektron-děrových párů, které se přemění na $4 \cdot 10^4$ fotonů. Důležitým následkem použití aktivátorů je propustnost pro scintilační záblesky. Fotony mají totiž menší energii než je šířka zakázaného pásu a nemohou se tak v krystalu absorbovat. Běžné anorganické scintilátory mají lepší proporcionalitu světelného zisku k energii záření než scintilátory organické.



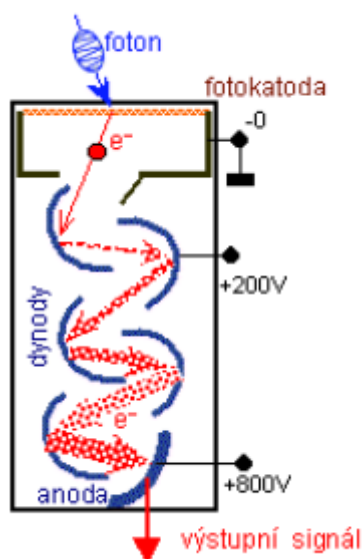
Obr. 2.4: Pásový model scintilátoru. Zdroj [5]

Pro správnou detekci je klíčové, aby se co největší část generovaného světla dostal k fotonásobiči. Na sběr světla má vliv vlastní absorpce, ale ta se u detektorů běžných rozměrů příliš neuplatňuje. Mnohem větší vliv mají optické vlastnosti detektoru, které i významnou měrou přispívají k energetickému rozlišení. Požadavkem je co největší uniformita, aby byla amplituda výstupního pulsu nezávislá na místě vzniku scintilačních záblesků. Vzhledem k tomu, že světlo se šíří všemi směry, jen určitá část se dostane přímo na vstup fotonásobiče. Zbytek světla interaguje s povrchem scintilátoru, kde může obecně dojít k lomu nebo odrazu, v závislosti na indexu lomu rozhraní a úhlu dopadu. Aby se odrazila většina světla, opatřují se stěny scintilátoru reflexními povrchy, vyjma té, ke které je přiveden fotonásobič. Tam se naopak přikládá takový materiál, který dovolí všem fotonům projít bez odrazu, čili musí mít podobný index lomu jako scintilátor. Na tuto optickou vazbu se obvykle používají

různé tekuté substance, které propojují stěnu scintilátoru a vstupní okénko fotonásobiče. Je výhodné, téměř nutné, aby byl scintilátor proveden jako jednolitý kus a v detektoru se tak nevyskytovaly další povrchy, na kterých by docházelo k interakci s fotony. Je nutné, aby byl detektor zcela izolován od okolního světla. Bývá proto často hermeticky uzavřen v kovovém pouzdře. V některých případech, zvláště u velkých scintilátorů, se používá více fotonásobičů, protože záblesk ze vzdálenější oblasti bývá detekován jako slabší, kvůli nedokonalé uniformitě.

2.3.2 Fotonásobiče

Použití scintilačních detektorů by nebylo možné bez schopnosti převést velmi slabý světelný signál na elektrický. Nejčastěji se k tomu využívá fotonásobič, který dokáže spolehlivě konvertovat i pouhé stovky fotonů. Typický fotonásobič tvoří vakuová trubice, která je na jednom konci průsvitná a nachází se zde fotokatoda. Následuje soustava zesilovacích elektrod, tzv. dynod, a anoda, na které dochází ke sběru elektronů. Fotonásobič dokáže z běžného scintilačního záblesku vygenerovat 10^7 až 10^{10} elektronů, které již představují dobře měřitelný náboj. Odezva je prakticky lineární a výstupní puls je tak úměrný původnímu počtu fotonů, bývá opožděný o 20 až 50 ns. Schématické znázornění fotonásobiče je na obrázku 2.5.



Obr. 2.5: Schéma fotonásobiče. Zdroj [11]

Prvním procesem ve fotonásobiči je konverze fotonů na elektrony, děje se tak ve fotokatodě. Skládá se ze tří subprocessů, absorpce fotonu a excitace elektronu, dále přesun elektronu na povrch katody a nakonec únik elektronu z povrchu. Modré

světlo může předat elektronu asi 3 eV, ten jí část ztratí při přesunu a musí mu zůstat dostatek na překonání potenciálové bariéry mezi povrchem a vakuem (asi 3 eV pro kovy, 2 eV pro polovodiče). Je zřejmé, že fotony o vyšší vlnové délce (např. červené světlo) nemohou dodat dostatek energie k překonání potenciálové bariéry a fotonásobič je k nim tak zcela necitlivý. Je snahou dosáhnout co největší únikové hloubky, což je taková vzdálenost od povrchu, ze které má elektron šanci se uvolnit. Pro kovy bývá pouze několik nm, pro polovodiče i desítky nm. Tak tenká vrstva pochopitelně nestačí pro interakci se všemi fotony, což nutně vede k tomu, že není možné dosáhnout vysoké účinnosti této konverze. Běžná kvantová účinnost fotokatod (poměr mezi emitovanými fotoelektrony a dopadajícími fotony) je 20 až 30 %. Obvyklé provedení fotokatody je tenká vrstva fotocitlivého materiálu nanesená na průhledném základu, např. na skleněném vstupním okénku fotonásobiče. Působením tepla se mohou elektrony uvolňovat i spontánně a vytvářet tak šum. Tento termální šum je pro kovy relativně malý, pro polovodiče o mnoho řádů vyšší. Lepší fotocitlivost polovodičových materiálů je tak vykoupená vyšším šumem.

Pro zesílení signálu se využívá jev zvaný sekundární emise elektronů. Pokud je proud elektronů z fotokatody urychlen a nasměrován ke speciální elektrodě – dynodě, která je z vhodně zvoleného materiálu (např. MgO, BeO), může dojít následkem dopadu elektronu na povrch a předání jeho energie k emisi více než jednoho elektronu z povrchu. Proces je v mnoha ohledech podobný jako v případě fotokatody, ovšem energie nepochází od fotonů, ale elektronů. Tyto elektrony ovšem při opuštění fotokatody mají kinetickou energii řádově 1 eV, proto je nutné je urychlit pozitivním potenciálem řádu stovek voltů, který je na dynodu přiložen. Při potenciálu 100 V je elektron schopný uvolnit asi 30 sekundárních elektronů, ty se ale šíří do náhodných směrů a ne všechny se tak dostanou k povrchu dynody s dostatečnou energií na překonání potenciálové bariéry. Tím pádem pouze malá část reálně přispěje k celkovému zisku elektronů sekundární emisí. Definujeme parametr δ jako poměr počtu emitovaných sekundárních elektronů a počtu dopadajících primárních elektronů, který popisuje zisk dynody. Pro běžně používané materiály dosahuje hodnoty nanejvýš 10. Při použití speciálních materiálů se zápornou elektronovou afinitou je možné dosáhnout zisku až 50. Jelikož požadujeme celkové zesílení řádu alespoň 10^6 , používají fotonásobiče několik dynodových stupňů. Na následujícím stupni musí být vždy větší potenciál oproti předchozímu, aby došlo k nutnému urychlení elektronů, typická je hodnota 100 V. Celkové zesílení K je pak pro N dynod se ziskem δ dáno jako

$$K = \alpha \cdot \delta^N \quad [-] \quad (2.1)$$

kde koeficient α představuje, jaká část fotoelektronů je sebrána zesilovací struk-

turou, pro dobře navržené trubice se blíží 1. Typické dynodové materiály se ziskem 5 tak při deseti stupních dosahují zesílení 10^7 . Je zřejmé, že sekundární emise elektronů je do jisté míry náhodný proces a udávaný zisk δ je pouze střední hodnota, kolem které skutečný zisk fluktuuje. Relativní odchylka tohoto procesu je $\frac{1}{\delta}$, je tedy logické, že čím je zisk vyšší, tím méně se fluktuace projevují.

Posledním stupněm fotonásobiče je anoda, na kterou je přiloženo nejvyšší kladné napětí a probíhá zde sběr elektronů z poslední dynody. Celá aparatura je typicky uzavřena ve vakuové skleněné schránce. Ta má válcový tvar, jednu z podstav tvoří fotokatoda, ke které se přiloží rovněž scintilátor. Průměr těchto trubic se pohybuje od několika milimetrů až k 20 cm. Kromě toho existují fotonásobiče se čtvercovou nebo hexagonální podstavou, které mají své uplatnění v situacích, kdy je potřeba seskládat matici fotonásobičů v těsné blízkosti. Zařízení je nutné ochránit před vibracemi a prudkými nárazy, jednak proto, aby nedošlo k mechanickému poškození, ale také z důvodu stálosti výstupního signálu. Fotonásobiče mají sedm základních parametrů, které výrobci obvykle udávají:

- celková světelná citlivost – jedná se o poměr mezi měřeným anodovým proudem při daném napětí a světelným tokem wolframového zdroje specifické teploty, který dopadá na fotokatodu [A/lm],
- světelná citlivost katody – stejná jako předchozí, jen se místo anodového proudu bere katodový,
- celková zářivá citlivost – jedná se o poměr mezi anodovým proudem a zářivým výkonem o dané vlnové délce dopadajícím na katodu [A/W],
- zářivá citlivost katody – stejná jako předchozí, jen se místo anodového proudu bere katodový,
- temný proud – velikost anodového proudu při neosvětlené katodě [A],
- doba náběhu anodového pulsu – čas nutný k náběhu výstupního pulsu z 10 % na 90 % po krátkém záblesku světla [s],
- šířka anodového pulsu – šířka pulsu v polovině amplitudy po krátkém záblesku světla [s].

Pro běžné fotonásobiče se světelná citlivost katody pohybuje v desítkách $\mu\text{A} \cdot \text{lm}^{-1}$ (při ozáření wolframovým zdrojem o teplotě 2854 K), temný proud v jednotkách nA, náběh pulsů v jednotkách ns a jeho šířka v desítkách ns. Fotonásobiče obvykle pracují lineárně od jednotek po tisíce fotoelektronů. Při vyšším počtu se začínají projevovat nelinearity způsobené velkým prostorovým nábojem mezi poslední dynodou a anodou.

Napájení jednotlivých stupňů fotonásobiče je obvykle realizováno odporovým děličem napětí. Kvůli sběru fotoelektronů je nutné mezi fotokatodu a první dynodu přivést několikanásobně vyšší napětí, než mezi jednotlivé dynody. Fotokatoda musí mít nejnižší napětí, proto se uzemňuje. Anoda je od výstupu oddělena vazebním

kondenzátorem, protože několika set voltová stejnosměrná složka není žádoucí. Následuje zátěž tvořená pracovním rezistorem, na kterém vznikají pulsy nutné pro pulsní režim měření. Je žádoucí, aby byl proud napájecím děličem řádově větší, než měřený proud mezi dynodami. Zvláště u posledních dynod to ale obvykle není dodrženo a může to vést k nechtěnému posunu napájecího napětí. Proto se mezi poslední stupně zapojují kromě rezistorů také stabilizační kondenzátory, které udrží požadované pracovní napětí. Je zřejmé, že na stabilitu napájecího napětí jsou kladeny vysoké požadavky, protože jakákoli změna v něm se ihned projeví na výstupu a způsobuje chybu měření. Celý fotonásobič je nutné magneticky stínit, protože na dráhu elektronů s nízkou průměrnou energií může mít vliv i slabé magnetické pole, dokonce i zemské. Obvykle se celá trubice obalí tenkou vrstvou permalloye, což je materiál s vysokou permeabilitou, tato stínící vrstva se udržuje na stejném potenciálu jako fotokatoda.

2.3.3 Další způsoby detekce světla

Jednou z mnohých alternativ k fotonásobičům jsou polovodičové fotodiody. Díky vyšší kvantové účinnosti mají předpoklad k lepšímu energetickému rozlišení, dále mají nižší spotřebu, menší rozměry a lepší mechanickou odolnost. Z principu jsou také necitlivé vůči magnetickému poli a mají srovnatelnou časovou odezvu. Používají se dva druhy fotodiod, PIN a lavinové.

První jmenovaná je tvořena tenkou vstupní P vrstvou, následuje ochuzená I oblast a je ukončena N vrstvou. Při dopadu fotonu do ochuzené oblasti je generován pár elektron-díra, který je díky přiloženému napětí přiveden přes dopované vrstvy k předzesilovači. Na rozdíl od fotonásobičů množství takto vytvořeného náboje řádově odpovídá množství dopadajících fotonů, výstupní signál je tedy o mnoho řádu nižší a tím pádem je více ovlivnitelný šumem. Vyskytují se dva typy šumu označované jako sériový a paralelní. Sériový šum se objevuje na vstupu předzesilovače a narůstá s kapacitou diody, která roste s jejími klesajícími rozměry. Diody s plochou menší než 1cm^2 jsou tedy nevhodné. Naopak paralelní šum souvisí se závěrným proudem protékajícím diodou a jeho vliv roste s rozměry diody. Vliv na šum má také časová konstanta vyhodnocovacího obvodu, s delší časovou konstantou klesá sériový šum, ale roste paralelní, a naopak. Kvůli těmto protichůdným požadavkům je vždy nutné hledat kompromis. Významným parazitním jevem je také temný proud, který má identický význam jako u fotonásobičů. Zvláště u křemíkových fotodiod jsou šumové úrovně podstatně vyšší než u srovnatelného fotonásobiče, je prakticky vyloučeno její použití při vyšších teplotách. Jako vhodnější materiál k výrobě fotodiody se jeví například jodid rtuťnatý. Šum také znemožňuje použít fotodiody pro rozměrné scintilátory, použití matice PIN diod se neosvědčilo. Dalším problémem

je, že pokud bude částice ionizujícího záření interagovat přímo s citlivým objemem diody, vzniklý signál bude mnohem větší než ten generovaný fotony ze scintilačních záblesků. Z tohoto důvodu je nutné, aby bylo dioda co nejtenčí, což jde opět proti požadavkům na snížení šumu.

Poněkud lepším řešením je použití lavinových fotodiod. Ty využívají podobného násobícího jevu jako proporcionální čítače, elektrony vytvořené dopadajícími fotony podél své dráhy generují sekundární páry elektron-díra. Je k tomu nutné poměrně intenzivní elektrické pole, proto přiložené napětí musí být ve srovnání s PIN diodami výrazně větší. Zesílení fotonásobiče je velmi citlivé na velikost tohoto napětí, proto je požadován velmi dobře stabilizovaný zdroj. Je-li napětí příliš velké, může dojít až k průrazu diody. V typickém uspořádání tvoří vstupní okénko tenká P vrstva, na kterou je přivedeno záporné napětí. Následuje objem tvořený slabě dotovaným polovodičem typu P, ve kterém dochází k násobení elektronů, strukturu zakončuje P vrstva a N vrstva, na kterou je přivedeno kladné napětí. Typické zesílení lavinové diody je řádu 10^2 , díky tomu mají lepší odstup signálu od šumu.

Další variantou jsou tzv. hybridní fotonásobiče. Stejně jako ty klasické využívají konverzi světla na proud elektronů pomocí fotokatody. Elektrony jsou následně urychleny a přivedeny na polovodičovou diodu, ve které jsou detekovány díky generaci párů elektron-díra. Pracovní napětí se pohybuje mezi 10 a 15 kV, je-li elektron urychlen na 10 keV, je schopen vytvořit asi 2800 párů. Vnitřní zesílení je tak mnohem větší než u obyčejných fotodiod, což umožňuje lepší odstup signálu od šumu. Velkou výhodou je malý rozptyl v amplitudě výstupního signálu pro monoenergetické částice. Také jsou hybridní fotonásobiče o něco méně citlivé na stabilitu napájecího napětí. Vyskytuje se i varianta s lavinovou diodou, díky které je celkové zesílení řádu 10^5 , což je srovnatelné s konvenčními fotonásobiči. Je tím ovšem potlačena jedna z hlavních výhod hybridních fotonásobičů, malý statistický rozptyl.

2.4 Polovodičové detektory

Použití tuhého média k detekci ionizujícího záření nese řadu výhod. Díky jejich vyšší hustotě vynikají nad plynovými detektory při detekci záření o vysoké energii, protože k interakci postačují menší rozměry. Tuto výhodu mají rovněž scintilační detektory, mají ale horší energetické rozlišení. Příčinou je neefektivita převodu měřeného záření na nosiče informace (fotoelektrony), kdy pro generaci jednoho nosiče je potřeba energie řádově 100 eV. To vede k vyšším statistickým fluktuacím. Tyto nevýhody do jisté míry odstraňují polovodičové detektory, které přeměňují energii na nosiče informace s podstatně lepší efektivitou. Jako nosiče slouží páry elektron-díra, které jsou generovány průletem primární nabitě částice nebo sekundární nabitě částice,

která vznikla interakcí s nepřímo ionizujícím zářením. Pohyb nosičů informace v přiloženém elektrickém poli vytváří výstupní signál. Kromě energetického rozlišení je výhodou polovodičů také kompaktnost a rychlá odezva.

Důležitým parametrem pro popis detekčního mechanismu polovodičů je ionizační energie ϵ . Jedná se o průměrnou energii, kterou je nutné dodat elektronu ve valenčním pásu, aby přeskočil zakázaný pás do vodivostního. Obvyklá šířka zakázaného pásu polovodičů je 1 eV, odpovídající ionizační energie potom 3 eV (desetkrát méně, než je nutné na vytvoření iontového páru v plynovém detektoru). Jedná se o aproximaci, ale pokud částice ionizujícího záření předá všechnu svou energii, umožňuje nám z počtu generovaných párů elektron-díra stanovit velikost této energie. Platí, že nezávisle na typu polovodiče je z principu interakce generován vždy stejný počet elektronů a děr. Pro úroveň dopování běžnou pro P a N polovodiče platí, že jejich detekční schopnosti jsou stejné jako u vlastního polovodiče stejné tloušťky. Velikost ionizační energie je závislá na teplotě. Je také téměř nezávislá na druhu záření, ovšem např. pro těžké ionty je podstatně vyšší. Pro měkké rentgenové záření také roste s klesající energií. Až na tyto výjimky jsou polovodiče velmi vhodné ke spektrometrii.

Pro sběr elektronů a děr je nutné, aby bylo v citlivém objemu přítomno vnější elektrické pole. Jelikož pohyblivost děr není řádově nižší, než pohyblivost elektronů, na výstupním signálu se tedy budou podílet oba typy nosiče. Na hranici polovodiče je nutné náboje sesbírat. Pro tyto účely není použitelný ohmický kontakt, který umožňuje volný přesun nosičů náboje, což vede ke značně vysokému svodovému proudu. Polovodič tloušťky 1 mm, který je na obou stranách vybaven ohmickým kontaktem, bude mít odpor asi 5000 Ω . To při pracovním napětí 500 V povede ke svodovému proudu 0,1 A. Naproti tomu proud vytvořený 10^5 páry elektron-díra bude řádu 10^{-6} A. To vede na užití polovodičových přechodů, protože tento druh svodového proudu by neměl přesáhnout jednotky nA. Kromě svodového proudu objemem se může projevit povrchový svodový proud. Aby byl potlačen, je nutné zamezit při výrobě kontaminaci povrchů.

Při spojení polovodičů P a N vzniká PN přechod, jehož vlastnosti zde nebudou podrobně rozebírány. Z hlediska detekce ionizujícího záření je klíčové, že na přechodu se vytvoří depleční oblast, ve které existuje elektrické pole udržující rovnovážný stav, a nevyskytují se zde volné nosiče náboje. Jedná se o citlivý objem pro detekci. Pokud touto oblastí projde částice ionizujícího záření, generované elektrony budou vnitřním polem odsunuty do oblasti N, díry do oblasti P. V tomto uspořádání není detektor moc dobře použitelný, protože intenzita pole je příliš malá na to, aby dodala částicím dostatečnou rychlost, a většina tak zanikne rekombinací. Navíc je šířka této oblasti poměrně malá, kapacita přechodu naopak velká. Z tohoto důvodu se na přechod přikládá závěrné napětí, kdy kladná polarita je přivedena na polovodič typu

N. Vnější i vnitřní elektrické pole má tak stejný směr a jejich intenzita se sčítá, což vede k rozšíření depleční oblasti. Ta je propustná pouze pro minoritní nosiče náboje a díky jejich nízké koncentraci je závěrný proud velmi malý. Je-li napětí dostatečně velké, může depleční oblast zabírat celý objem mezi elektrodami. Tak je detektor tzv. zcela ochuzen ve smyslu volných nosičů náboje. Závěrné napětí nesmí být příliš velké, jinak by došlo k jeho průrazu a zničení. Možnost měnit velikost citlivého objemu je unikátní pro polovodičové detektory.

Minoritní nosiče náboje nejsou jediným zdrojem svodového proudu. Jeho významnou část obvykle způsobuje termální generace párů elektron-díra. Kromě teploty závisí jeho velikost také na objemu detektoru. Jediným způsobem omezení svodového proudu je chlazení detektoru. Křemíkové detektory obvykle mohou pracovat i za pokojové teploty, ovšem germaniové je nutné chladit vždy z důvodu menší šířky zakázaného pásu. Dalším zdrojem je již zmíněný povrchový svodový proud, ale jeho vliv lze obvykle potlačit kvalitní výrobní technologií a zapouzdřením detektoru. Kromě toho, že svodový proud zhoršuje energetické rozlišovací schopnosti detektoru, může také způsobit pokles napájecího napětí, protože způsobí úbytek napětí na pracovním rezistoru, který bývá v sérii s detektorem. Velikost svodového proudu je vhodné monitorovat, lze tak odhalit poškození detektoru. Fluktuační svodový proud vnáší do měření šum. Jeho význam závisí na velikosti proudu, kapacitě detektoru a na tom, zda je detektor částečně nebo zcela ochuzen. Zdrojem šumu může být také přítomnost poruch v krystalové mřížce detektoru. Tyto poruchy mohou totiž na určitou dobu zachytit nosiče náboje.

Je-li pracovní napětí malé, závisí na jeho velikosti amplituda výstupních pulsů. Důvodem je to, že dochází ke ztrátám rekombinací. S rostoucím napětím tyto ztráty klesají, až je dosaženo saturace, kdy je sebrán celý generovaný náboj. Pro spektrometrické aplikace je nutné pracovat v oblasti saturace.

Pro typické detektory je doba náběhu pulsu do 10 ns. K velikosti této doby přispívá jednak doba nutná k přesunu náboje, u těžkých nabitých částic přispívá také plasmová doba. U první jmenované je příčina zřejmá, přesun nosičů náboje z místa vzniku na okraj depleční vrstvy, resp. detektoru, trvá určitou dobu. U zcela ochuzeného detektoru lze tuto dobu zkrátit zvýšením pracovního napětí. Je zřejmé, že závisí na rozměrech detektoru. K dalšímu zpoždění dochází při interakci s těžkými částicemi, např. alfa. Je generováno takové množství elektronů a děr, že utvoří oblak náboje podobný plasmě, jehož střed je stíněn před účinky vnějšího elektrického pole. K migraci nosičů náboje ze středu oblaku je tak nutná předchozí migrace těch okrajových. Typická plasmová doba se pohybuje v jednotkách ns.

Polovodičové detektory umožňují práci i v proudovém režimu, využití má zejména pro záření o vysoké intenzitě. Vykazuje totiž dobrou proporcionalitu k intenzitě záření až do proudu několika ampérů. Existuje také tzv. fotovoltaiický režim, kdy

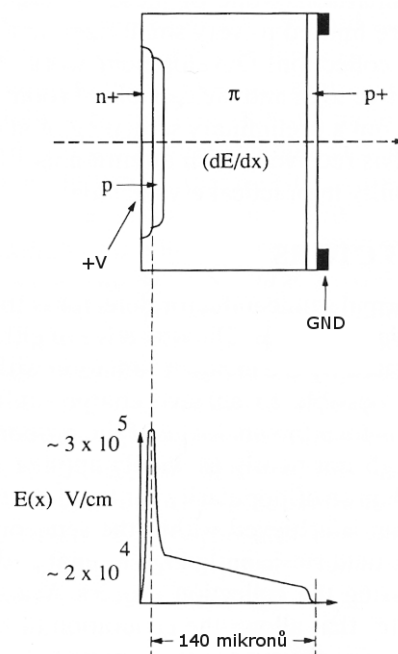
detektor pracuje bez napájecího napětí. Využívá pouze vnitřní elektrické pole generované PN přechodem. Mají ovšem velmi malou efektivitu. Jednou z možných aplikací polovodičových detektorů jsou také osobní dozimetry. Ve srovnání s pasivními detektory, např. filmovými, nabízejí možnost okamžitého odečtu. K tomu nabízí kompaktnost a dobrou mechanickou odolnost.

Jelikož pro detekci gama záření je vhodnější silná vrstva materiálu, která zvyšuje pravděpodobnost interakce, uplatňuje se uspořádání zvané PIN dioda. Byla zmíněna již dříve v kapitole 2.3.3. Převážnou část jejího objemu tvoří intrinsická vrstva I, ve které dochází ke generaci párů elektron-díra. Při zachování dobrých spektrometrických vlastností můžeme PIN diodou měřit elektromagnetické záření do energie asi 30 keV, pro potlačení šumu se doporučuje chlazení.

Obecně ale detekce gama a jiných pronikavých typů záření vyžaduje velkou tloušťku depletiční vrstvy, která je u běžných křemíkových a germaniových detektorů limitovaná na 2 až 3 mm. Tloušťka depletiční oblasti roste s přiloženým napětím, to ovšem nelze zvyšovat nekonečně. Tloušťka roste ovšem také s klesající koncentrací nečistot. Snížením této koncentrace je tedy možné vytvořit detektory o větším objemu. Existují dva přístupy jak toho dosáhnout. První spočívá ve zpracování materiálu a zredukování koncentrace nečistot na 10^{10} cm^{-3} . Ovšem technologicky je možné takovou úpravu udělat jen u germania, výsledný materiál nazýváme velmi čisté germanium HPGe (High Purity Germanium). Lze tak dosáhnout tloušťky depletiční oblasti až několik centimetrů. Dalším způsobem je vytvoření kompenzovaného materiálu pomocí iontového driftování lithia. Tento způsob může být použit jak u germania, tak u křemíku. Technologie funguje do tloušťky asi 2 cm. Jelikož šířka zakázaného pásu germania je jen asi 0,7 eV, za pokojové teploty by byl detektor zahlcen značným svodovým proudem způsobený termální generací párů elektron-díra. Z tohoto důvodu se používají různé způsoby chlazení. Detektory Ge(Li) driftované lithiem musí být chlazeny, i když nejsou používány, protože vlivem tepla by došlo k redistribuci lithia. Jednou variantou je chlazení pomocí kapalného dusíku na teplotu 77 K. Detektor je uzavřen ve vakuovém kryostatu, aby se omezil přenos tepla z okolí. Je propojen se zásobníkem kapalného dusíku v Dewarově nádobě. Používají se i chladicí zařízení využívající elektrické energie.

Klasické polovodičové detektory jsou v podstatě analogií k ionizačním komorám. Existují ovšem rovněž lavinové detektory využívající násobení elektronů, které jsou analogií k proporcionálním čítačům. Jejich rozšíření není velké, ovšem mají svůj význam např. v detekci záření o nízké energii. K zesílení dochází uvnitř detektoru vytvořením velmi silného elektrického pole, které umožní elektronům sekundárně ionizovat během svého sběru. Využívají se k tomu speciální geometrická uspořádání, jedno je vidět na obrázku 2.6. Velká intenzita přiloženého elektrického pole se vyskytuje pouze v úzké oblasti na okraji, což umožňuje zachování linearitu. Pokud

by byla oblast, kde dochází k sekundární ionizaci, příliš široká, zisk by závisel na místě dopadu částice primárního záření. Nicméně ani tak nejsou statistické fluktuace zanedbatelné a energetické rozlišení je ve srovnání s klasickými polovodičovými detektory horší.



Obr. 2.6: Uspořádání lavinového detektoru. Zdroj [5]

3 PŘEHLED DETEKČNÍCH SYSTÉMŮ DOSTUPNÝCH NA TRHU

Trh nabízí nepřehledné množství různých detekčních systémů pro různé typy ionizujícího záření. Vypracovat jejich kompletní přehled by bylo jednak časově velmi náročné, ale především by to nebylo příliš přínosné. Pro správný výběr měřicího přístroje musí totiž být přesně popsány požadavky konkrétní aplikace. Jelikož přesné požadavky nejsou v současné době formulované, bylo stanoveno několik kritérií, na základě kterých se množství dostupných detekčních systémů výrazně zredukuje. Patří mezi ně:

- možnost komunikace s počítačem,
- provedení do ruky (hand-held) – toto provedení implikuje kompaktnost, kterou vyžaduje umístění na průzkumného robota,
- od každého výrobce pouze jeden produkt, protože téměř každý výrobce má své detektory postavené na společné platformě.

Nakonec bylo vybráno šest přístrojů, které budou nyní popsány a porovnány. Řada těchto zařízení má několik variant, které se liší podle toho, pro jaké záření jsou určeny.

3.1 identiFINDER 2

Jedná se o ruční přístroj pro identifikaci radionuklidů od firmy FLIR. Je vyobrazen na obrázku 3.1. Je vybaven datovým úložištěm o kapacitě 1,8 GB. S počítačem může komunikovat buď přes rozhraní USB, nebo bezdrátově přes Bluetooth s dosahem 10 m. Má rovněž zabudovaný GPS čip pro synchronizaci měření s polohou.

Všechny varianty tohoto přístroje jsou vybaveny scintilačním NaI(Tl) detektorem a pro vysoké dávkové příkony navíc G-M detektorem. Některé varianty nabízí rovněž proporcionální He detektor. Pro kalibrační účely jsou vybaveny také interním radionuklidovým zdrojem ^{137}Cs nebo externím zdrojem ^{40}K .

Rozměry přístroje jsou 248 x 93 x 75 mm, hmotnost 1,2 kg. Úroveň krytí je IP53. Je udán energetický rozsah 20 keV až 3 MeV pro gama záření. Měřicí rozsah pro dávku je 0 μSv až 1 Sv, pro dávkový příkon potom 0 $\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ až 10 $\text{mSv} \cdot \text{h}^{-1}$. Výdrž baterií je více než 8 hodin při vypnutém displeji a GPS. Pracovní teplota je od -20 do 55 °C.



Obr. 3.1: Přístroj identiFINDER 2. Zdroj [3]

3.2 Micro-Detective

Jedná se rovněž o ruční přístroj pro identifikaci radionuklidů založené na gama spektrometrii, výrobcem je firma ORTEC. Vidět jej lze na obrázku 3.2. Je vybaven dotykovým LCD displejem, pomocí kterého se ovládá. Pro ukládání dat dlouží SD karta. Pro komunikaci s počítačem využívá buď USB, nebo bezdrátové wi-fi rozhraní. Má rovněž zabudovaný GPS čip pro synchronizaci měření s polohou.



Obr. 3.2: Přístroj Micro-Detective 2. Zdroj [7]

Jako spektrometrický detektor je použit HPGe krystal o průměru 50 mm a tloušťce 40 mm. Je chlazen Stirlingovým chladičem. Rozsah měření je od $0,05 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ do

$10 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1}$. Pro měření dávkových příkonů nižších než $20 \text{ } \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ je použit germaniový detektor. Pro vyšší dávkové příkony přístroj automaticky přepne na G-M detektor. Rozměry přístroje jsou $374 \times 146 \times 279 \text{ mm}$, hmotnost $6,9 \text{ kg}$. Udávaná výdrž baterie je 5 hodin. Přístroj se napájí stejnosměrným napětím 10 až 17 V, maximální příkon je 100 W při chlazení germaniového detektoru. Pracovní teplota je od -10 do $40 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

3.3 RDS-200

Jedná se o přenosný přístroj od firmy RADOS k měření radiace pro obecné použití. Na obrázku 3.3 je vidět zařízení RDS-120, které je konstrukčně stejné. Komunikace s počítačem je možná přes sériové rozhraní RS 232C.

K detekci rentgenového a gama záření jsou určeny dva G-M detektory. Energetický rozsah je od 50 keV do 3 MeV . Rozsah měření dávky je $0,01 \text{ } \mu\text{Sv}$ až 10 Sv , pro dávkový příkon pak $0,01 \text{ } \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ až $10 \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1}$. Rychlá časová konstanta přístroje je $1,5 \text{ s}$, je možné přepnout na pomalou, kterou lze nastavit od 1 do 99 minut. Rozměry přístroje jsou $92 \times 199 \times 44 \text{ mm}$, hmotnost s bateriemi $0,7 \text{ kg}$. Má úroveň krytí IP67. Výdrž baterií je až 200 hodin při radiačním pozadí. Přístroj lze napájet stejnosměrným zdrojem o napětí 12 V . Pracovní teplota je od -30 do $55 \text{ }^{\circ}\text{C}$.



Obr. 3.3: Přístroj RDS-120. Zdroj [6]

3.4 RI-02

Jedná se o přenosný dozimetrický přístroj od firmy Mirion, nahlédnout na něj lze na obrázku 3.4. Pro komunikaci s počítačem je možné použít rozhraní USB. Je navržen

pro vysoce stabilní a přesné měření dávkového příkonu a kumulativní dávky, měří beta, rentgenové a gama záření. Je možné přepínat mezi režimy pro měření beta i gama záření a čistě gama záření.



Obr. 3.4: Přístroj RI-02. Zdroj [8]

Pro detekci záření využívá ionizační komoru. Její objem je 350 cm^3 , plocha vstupního okénka 50 cm^2 . Energetický rozsah měření je 20 keV až 2 MeV. Měřicí rozsah pro dávkový příkon je od $1 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ do $1 \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1}$, dávku lze měřit do 1 Sv. Rychlá časová konstanta je rovna 2 s, pomalá potom 30 s. Rozměry přístroje jsou 210 x 115 x 152 mm, hmotnost 1,4 kg. Výdrž baterie je 100 hodin. Pracovní teplota je od -10 do $50 \text{ }^\circ\text{C}$.

3.5 HDS-100GN

Jedná se o ruční přístroj k vyhledávání a identifikaci radionuklidů. Lze jej vidět na obrázku 3.5. Komunikace je možná drátově přes sériovou linku RS 232 nebo rozhraní USB. Alternativou je bezdrátová komunikace přes Bluetooth. Má tři režimy, vyhledávání, detekce a integrace.

Zařízení má dva detektory, scintilační krystal CsI(Tl) a křemíkovou diodu pro vysoké příkony. Energetický rozsah je od 30 keV do 3 MeV. Základní měřicí rozsah dávkového příkonu je od $0,01 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ do $100 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$, rozšířený potom do $10 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1}$. Havarijně lze přístroj provozovat i do $10 \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1}$. Nejkratší časová



Obr. 3.5: Přístroj HDS-100GN. Zdroj [2]

konstanta je 0,2 s. Má úroveň krytí IP54. Rozměry zařízení jsou 280 x 78 x 78 mm, hmotnost 1,5 kg. Výdrž baterií je 30 hodin. Pracovní teplota je od -20 do 50 °C.

3.6 RIIDEye

Jedná se opět o ruční přístroj k identifikaci radionuklidů od firmy Thermo. Je vyobrazen na obrázku 3.6. Pro komunikaci s počítačem slouží sériová linka. Přístroj je vybaven také vyjímatelnou paměťovou kartou. V některých verzích obsahuje rovněž GPS čip.



Obr. 3.6: Přístroj RIIDEye. Zdroj [9]

Ve standardní verzi je přístroj vybaven scintilačním krystalem NaI(Tl) o rozměru 2 x 2 palce. Některé verze obsahují scintilátor LaBr o rozměru 1,5 x 1,5 palce. Energetický rozsah je od 20 keV do 3 MeV. Měřicí rozsah pro dávkový příkon není v datasheetu udán. Se scintilačním krystalem NaI(Tl) jsou rozměry 320 x 250 x 150 mm, hmotnost 2,6 kg. Má úroveň krytí IP65. Výdrž baterií je 8 hodin. Pracovní teplota je od -20 do 50 °C.

3.7 Porovnání přístrojů

Parametry přístrojů jsou přehledně srovnány v tabulce 3.1. Poslední řádek tabulky představuje informaci o tom, zda je možné dané zařízení zapůjčit k měření. Z hlediska citlivosti na nízké dávkové příkony, která je při lokalizaci zdrojů kritická, vychází nejlépe identiFINDER 2, RDS-200 a HDS-100GN. U prvního jmenovaného není známá velikost časové konstanty, navíc není oproti zbývajícím k dispozici. Pro další experimenty byl tedy zvolen snímač HDS-100GN s nejkratší časovou konstantou a přiměřenou výdrží baterie.

Tab. 3.1: Porovnání detekčních systémů dostupných na trhu.

	identiFINDER 2	Micro- Detective	RDS-200	RI-02	HDS-100GN	RIIDEye
Komunikace po kabelu	USB	USB	RS 232	USB	USB, RS 232	RS 232
Bezdrátová komunikace	Bluetooth	Wi-fi	-	-	Bluetooth	-
Primární detektor	scintilační krystal NaI(Tl)	polovodičový HPGe	G-M detektor	ionizační komora	scintilační krystal CsI(Tl)	scintilační krystal NaI(Tl)
Sekundární detek- tor	G-M detektor	G-M detektor	G-M detektor	-	polovodičový Si	-
Energetický rozsah	20 keV až 3 MeV	-	50 keV až 3 MeV	20 keV až 2 MeV	30 keV až 3 MeV	20 keV až 3 MeV
Rozsah měření dávkového příkonu	0 $\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ až 10 $\text{mSv} \cdot \text{h}^{-1}$	0,05 $\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ až 10 $\text{mSv} \cdot \text{h}^{-1}$	0,01 $\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ až 10 $\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$	1 $\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ až 1 $\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$	0,01 $\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ až 10 $\text{mSv} \cdot \text{h}^{-1}$	-
Časová konstanta	-	-	1,5 s	2 s	0,2 s	-
Výdrž baterií	8 hodin	5 hodin	200 hodin	100 hodin	30 hodin	8 hodin
Rozměry [mm]	248 x 93 x 75	374 x 146 x 279	92 x 199 x 44	210 x 115 x 152	280 x 78 x 78	320 x 250 x 150
Hmotnost	1,2 kg	6,9 kg	0,7 kg	1,4 kg	1,5 kg	2,6 kg
K dispozici	ne	ne	ano	ne	ano	ne

4 PRAKTICKÝ EXPERIMENT

Smyslem praktické části práce je ověřit, zda je zvolený snímač HDS-100GN využitelný pro lokalizaci zdrojů gama záření pomocí průzkumného robota. Základním předpokladem je, že snímač musí zvládat dynamické měření, jelikož robot je v průběhu měření v pohybu. Sekundárním cílem měření je porovnání naměřených hodnot s teoretickými předpoklady.

4.1 Použité vybavení

Pro realizaci experimentu byl kromě samotného snímače použit také průzkumný robot vybavený přesným RTK přijímačem GNSS souřadnic. Přijímač sloužil k synchronizaci měřených veličin se vzdáleností od zdroje záření.

4.1.1 Snímač gama záření

Základní parametry snímače HDS-100GN byly popsány v kapitole 3.5. Jedná se o přenosný přístroj určený k vyhledávání radionuklidů a detekování radiologických hrozeb, např. neschválené převážení radioaktivních materiálů. Identifikované izotopy zvládne zařadit do jedné z kategorií – lékařské, průmyslové, přirozené se vyskytující (NORM) a speciální jaderné materiály (SNM).

Zařízení provádí kontinuální sběr spektra a dávkového příkonu. Pracuje s algoritmem VBS pro potlačení náhlých změn pozadí, při kterých nespouští alarm. Alarmy má optické i akustické, příslušné prahy vztahuje k pozadí. Je kompatibilní s normou ANSI.

Jedná se o kombinovaný snímač pro gama i neutronové záření, ale detekce těchto záření probíhá v nezávislých kanálech. Jak bylo zmíněno dříve, pro gama záření je vybaven dvojicí detektorů, scintilačním CsI(Tl) a polovodičovým Si. Pro neutrony slouží detektor LiI(Eu). K napájení je určeno 6 baterií velikosti AA, jedná se o NiMH akumulátory.

Ve spodní části přístroje lze nalézt dva konektory. První je určen pro napájení a zároveň pro sériovou komunikaci RS 232. Jedná se o konektor od firmy Fischer Connectors řady 103 s 12 piny. Druhý mini USB konektor slouží pro komunikaci.

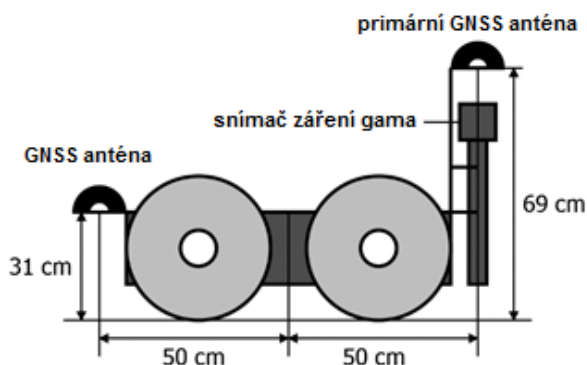
Klíčovou vlastností přístroje z hlediska této práce je fakt, že kromě dávkového příkonu je schopen udávat rovněž počet impulsů za sekundu. Ten je úměrný intenzitě dopadajícího ionizujícího záření. Nám neznámým algoritmem je přepočítáván na hodnotu dávkového příkonu (příkonu prostorového dávkového ekvivalentu). Za účelem zpracování naměřených dat byla primárně použita četnost impulsů za sekundu, která nenení zatížena neznámým přepočtovým algoritmem.

4.1.2 Robot Orpheus-X3

K měření byl použit civilní průzkumný robot Orpheus-X3. Jedná se o čtyřkolový robot vybavený senzorickým ramenem, na kterém se nachází kamery, snímač vzdálenosti a další. Rameno k experimentu nebylo využito. Robot byl vybaven konstrukcí, která je kromě samotného snímače záření gama schopná nést dvě antény GNSS přijímače (viz dále). Základní parametry robotu jsou uvedeny v tabulce 4.1. Fotografie robota bez přídatné konstrukce a schematický náčrt s přídatnou konstrukcí jsou na obrázku 4.1.

Tab. 4.1: Parametry robotu Orpheus-X3. Zdroj [15]

Parametr	Hodnota
Rozměry	950 x 590 x 415 mm
Hmotnost	51 kg
Provozní doba	120 minut
Typ převodovky	diferenciální
Maximální rychlost	15 km·h ⁻¹



Obr. 4.1: Robot Orpheus-X3. Zdroj [15]

Robot je vybaven algoritmem pro řízení založeném na měření souřadnic. V první fázi je změřena poloha čtyř rohových bodů měřené oblasti, v nejjednodušším případě obdélníku. Dále se nastaví, s jakým krokem měření má robot oblast projet a algoritmus vypočítá vhodnou trajektorii. Ta je tvořena rovnoběžnými liniemi s roztečí danou krokem měření. Kromě toho je možné nastavit maximální rychlost robotu a poloměr jeho otáčení. Ten je nutné zvolit rozumně velký s ohledem na technické možnosti robotu.

4.1.3 GNSS přijímač

Pro měření přesné pozice robotu Orpheus-X3 byly použity dva GNSS snímače BX982 od firmy Trimble. Jeden z nich byl použit jako stacionární základní stanice, ze které byl robot řízen, druhý byl přítomen přímo na robotu. Základní parametry přijímače jsou uvedeny v tabulce 4.2. Přijímač použitý pro základní stanici využíval pouze jeden anténní vstup, přijímač na robotu potom duální vstup pro dvě antény, což umožňuje měřit i azimut. Primární anténa byla umístěna přímo nad snímačem záření, díky tomu měřené souřadnice přesně odpovídají souřadnicím detektoru.

Tab. 4.2: Parametry GNSS přijímače Trimble BX982. Zdroj [15]

Parametr	Hodnota
Počet kanálů	220
Podporované GNSS	GPS, GLONASS
RTK	podporováno
Duální vstup pro výpočet azimutu	podporováno
Napájení	9 až 28 V DC, max 5 W
Hmotnost	1,6 kg
Rozměry	264 x 140 x 55 mm
Provozní teplota	-40 °C až +70 °C

4.2 Měřicí program

Pro účely experimentu byl vytvořen vlastní program, který loguje počet impulsů za sekundu a dávkový příkon přečtený ze snímače gama záření, ale současně s nimi také aktuální GNSS souřadnice a čas.

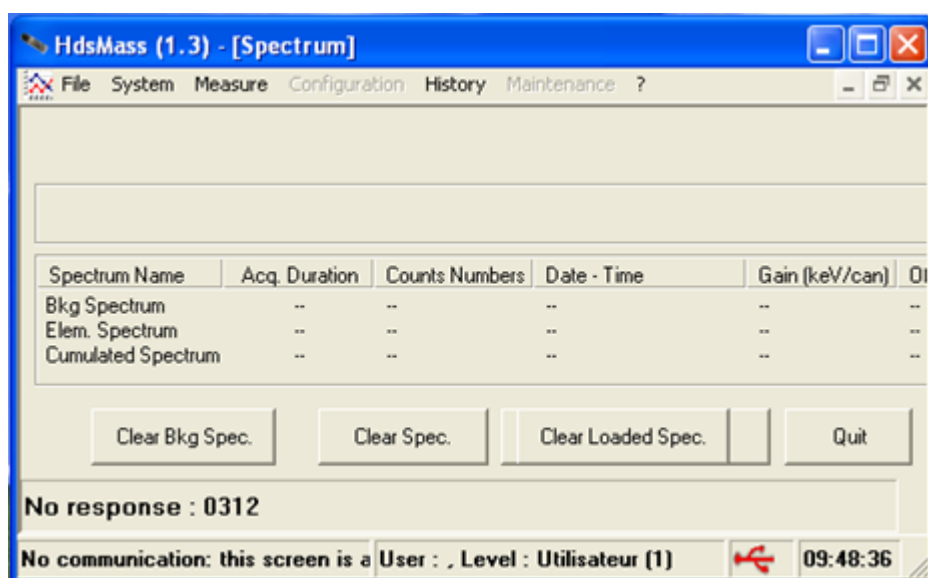
4.2.1 Vyčítání dat ze snímače HDS-100GN

Z důvodu nemožnosti využít komunikaci přes sériovou linku bylo rozhodnuto, že nejspolehlivější variantou bude využití rozhraní USB. Alternativou bylo bezdrátové rozhraní Bluetooth, ale z důvodu nižší spolehlivosti přenosu byla tato možnost zamítnuta.

Přístroj je patrně vybaven mikroprocesorem od firmy Cypress, který zajišťuje konverzi z USB na RS 232. V počítači se přístroj jeví jako virtuální COM port, tedy

i komunikace přes USB je v důsledku stejná jako přes sériovou linku. Problémem je, že příslušné ovladače pro mikroprocesor jsou k dispozici pouze pro operační systém Windows XP a starší. Na měřicím počítači tedy musí být tento systém nainstalovaný.

K přístroji je dodáván program HdsMass, jehož dialogové okno lze vidět na obrázku 4.2. Program sice umožňuje vyčítat z přístroje hodnoty v reálném čase, ovšem s nejkratší periodou 1 s. Navíc neumožňuje ukládání a export těchto dat. Tento fakt implikoval nutnost vytvořit vlastní software, který umožní vyčítání a logování dat z přístroje.



Obr. 4.2: Program HdsMass.

Jelikož komunikace se zařízením probíhá přes virtuální sériový port, byl ke zjištění způsobu komunikace použit program Portmon. Ten zaznamenává datový tok na zvoleném sériovém portu. Lze tedy sledovat, jaké požadavky posílá do přístroje program HdsMass a v jakém formátu se vrací data. Bylo zjištěno, že program zasílá dva různé požadavky, přičemž údaje, které jsou předmětem zájmu, jsou obsaženy v odpovědi na první požadavek. Hexadecimální podoba požadavku je:

```
0x0A 0x30 0x30 0x30 0x30 0x30 0x30 0x30 0x30 0x30 0x31
0x30 0x30 0x7E 0x34 0x31 0x0D
```

Jelikož jsou v požadavku obsaženy netisknutelné znaky, není jeho textová podoba relevantní. Odpověď z přístroje má následující podobu:

```
.00100617010040180000~7.3476E-02~1.6800E+02~1.6500E+02~
0.0000E+00~0.0000E+00~1.7396E+02~01~00000~NMDready~BE.
```

Je patrné, že se jedná o sled řetězců oddělených znakem ~ (tilda). První řetězec pravděpodobně obsahuje stavové znaky. Následující řetězce jsou čísla v exponenci-

álním tvaru. Na základě porovnání s výstupem softwaru bylo zjištěno, že první číslo představuje udávaný dávkový příkon v $\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$. Třetí číslo představuje okamžitý počet impulsů za sekundu (CPS). Tyto dvě hodnoty jsou důležité z hlediska experimentu. Principiálně by bylo možné zjistit také význam ostatních částí zprávy, ale pro účely experimentu to nebylo potřebné. Experimentálně bylo zjištěno, že je možné data vyčítat maximálně čtyřikrát za sekundu. Pomocí programu Portmon bylo zjištěno rovněž potřebné nastavení sériového portu, přehled parametrů a hodnot je uveden v tabulce 4.3.

Tab. 4.3: Nastavení sériového portu pro komunikaci s HDS-100GN.

Parametr	Hodnota
Baud rate	38400 bps
Počet datových bitů	8
Parita	žádná
Počet stop bitů	1
Řízení toku	XOn/XOff
Timeout zápisu	100 ms
Timeout čtení	2000 ms

4.2.2 Získávání GNSS souřadnic

Komunikace s přijímačem GNSS probíhá přes ethernetové rozhraní. Počítač uživatele funguje jako server, ke kterému se přijímač jako klient připojí. Z toho důvodu je nutné v přijímači nastavit IP adresu počítače a port, na kterém má komunikace probíhat. Pro přenos dat jsou použity UDP pakety. Dále je možné nastavit, s jakou frekvencí a v jakém formátu mají být data zasílána. Na straně počítače-serveru stačí pouze naslouchat na zvoleném portu a po navázání komunikace ve smyčce přijímat datové bloky.

Data jsou zasílána ve formátu NMEA-0183 zpráv. Tyto zprávy jsou vždy zahájeny znakem \$ a ukončeny dvojicí znaků \r a \n. Jednotlivá datová pole jsou oddělena čárkou. Na konci zprávy se nachází kontrolní součet oddělený znakem *. Existuje řada typů NMEA zpráv, zde jsou využívány GGA zprávy. Identifikace typu zprávy je umístěna na jejím začátku. Zpráva GGA vypadá následovně [10]:

```
$GPGGA,172814.0,3723.46587704,N,12202.26957864,W,2,6,1.2,
18.893,M,-25.669,M,2.0,0031*4F
```

Přehled podstatných údajů je uveden v tabulce 4.4. Byla zvolena nejvyšší frekvence měření 50 Hz.

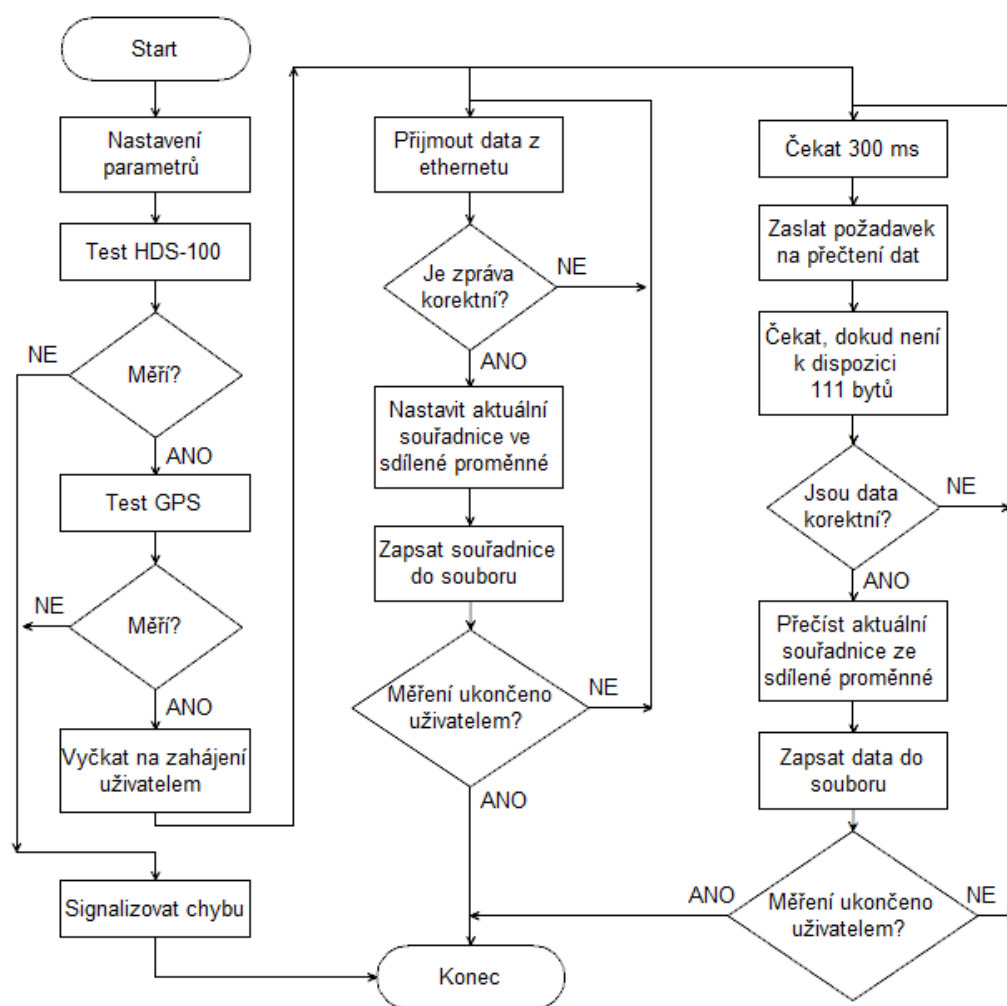
Tab. 4.4: Popis GGA zprávy.

Pořadí	Příklad	Význam
0	GPGGA	identifikace zprávy
1	172814.0	UTC čas ve formátu <i>hhmmss.ss</i>
2	3723.46587704	zeměpisná šířka ve formátu <i>dddmm.mmmm</i>
3	N	směr zeměpisné šířky – N (severní) nebo S (jižní)
4	12202.26957864	zeměpisná délka ve formátu <i>dddmm.mmmm</i>
5	W	směr zeměpisné délky – E (východní), W (západní)
9	18.893	nadmořská výška
10	M	jednotka nadmořské výšky – M (metr)

4.2.3 Tvorba měřicího programu

Program byl vytvořen ve vývojovém prostředí Visual Studio 2010 pomocí jazyku C#. Jedná se o konzolovou aplikaci. Vývojový diagram programu lze vidět na obrázku 4.3. Po spuštění je uživatel vyzván, aby zadal číslo COM portu, na který je připojen snímač HDS-100GN, a port, na kterém se mají přijímat GNSS souřadnice. Aplikace provede automaticky test spojení s oběma přístroji, pokud některé z nich nefunguje, oznámí uživateli chybu. Je-li vše funkční, čeká program na zahájení měření uživatelem, lze jej provést napsáním příkazu „start“.

Program pracuje s dvěma vlákny. V prvním (hlavním) běží časovač s periodou 300 ms. Po uplynutí intervalu je zavolána metoda, která odešle přístroji požadavek na zaslání dat. Poté ve smyčce čeká, dokud není na sériové lince k dispozici 111 bytů k přečtení, což odpovídá délce očekávané odpovědi. Uplyne-li stanovený čas, je činnost metody přerušena timeoutem. Je-li přijata celá odpověď, pokusí se program rozdělit řetězec podle znaku ~ (tilda). Z druhého prvku výsledného pole parsuje hodnotu dávkového příkonu, ze čtvrtého prvku počet impulsů za sekundu. Aktuální zeměpisné souřadnice jsou přečteny ze sdílené proměnné, jejíž aktualizaci zajišťuje druhé vlákno, které bude popsáno později. Poté jsou naměřená data uložena do CSV souboru, zapisuje se čas, zeměpisná šířka a délka, nadmořská výška, počet impulsů za sekundu a dávkový příkon.



Obr. 4.3: Vývojový diagram měřicího programu.

Ve druhém vláknu probíhá čtení zeměpisných souřadnic. Komunikace s GNSS modulem je zprostředkována třídou *UdpClient*. V nekonečné smyčce jsou na začátku vždy přijata data z UDP klientu. Příjem trvá tak dlouho, než jsou k dispozici nějaká data. Po jejich zdárném přijetí program kontroluje, zda se jedná o GGA zprávu. Pokud ano, ověří se platnost zprávy kontrolním součtem. Poté jsou ze zprávy extrahovány souřadnice, nadmořská výška a čas, vše je zapsáno do sdílené proměnné, aby aktuální data byla k dispozici pro primární vlákno. Jelikož je frekvence čtení souřadnic řádově vyšší než frekvence čtení hodnot radiace, logují se do druhého CSV souboru data z každého měření. Činnost programu je ukončena povel „stop“ od uživatele.

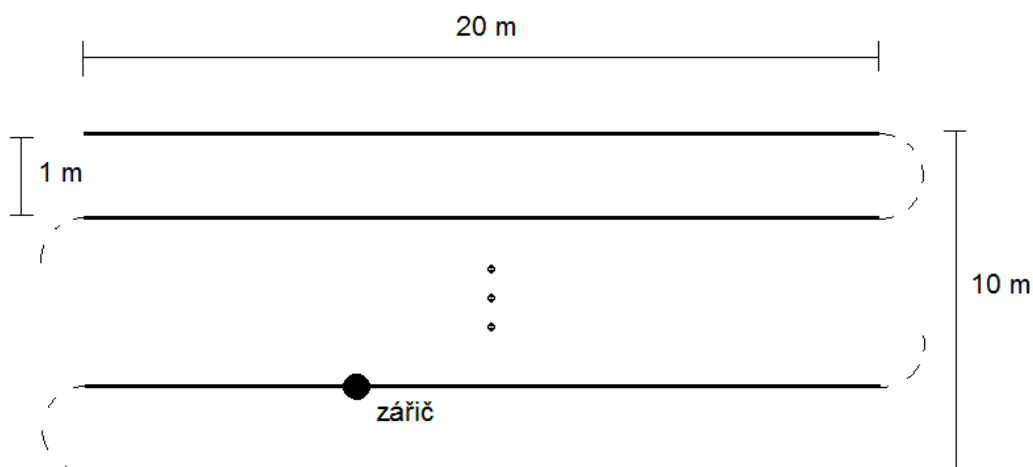
Kompletní zdrojové kódy programu se nachází v elektronických přílohách.

4.3 Zadání experimentu

Byly stanoveny následující body zadání praktického experimentu:

1. Změřit radiační pozadí.
2. Stanovit pozici pro umístování zářičů a změřit její přesně zeměpisné souřadnice.
3. Umístit radionuklidový zdroj záření.
4. Změřit četnost impulsů za sekundu a dávkový příkon podél dané trajektorie při průjezdu robotem konstantní rychlostí. S každým měřením je nutné zaznamenat přesnou souřadnici a čas.
5. Najít způsob přepočtu impulsů za sekundu na dávkový příkon a porovnat výsledné hodnoty s teoretickými předpoklady.
6. Opakovat body 2 až 5 pro tři různé zdroje.

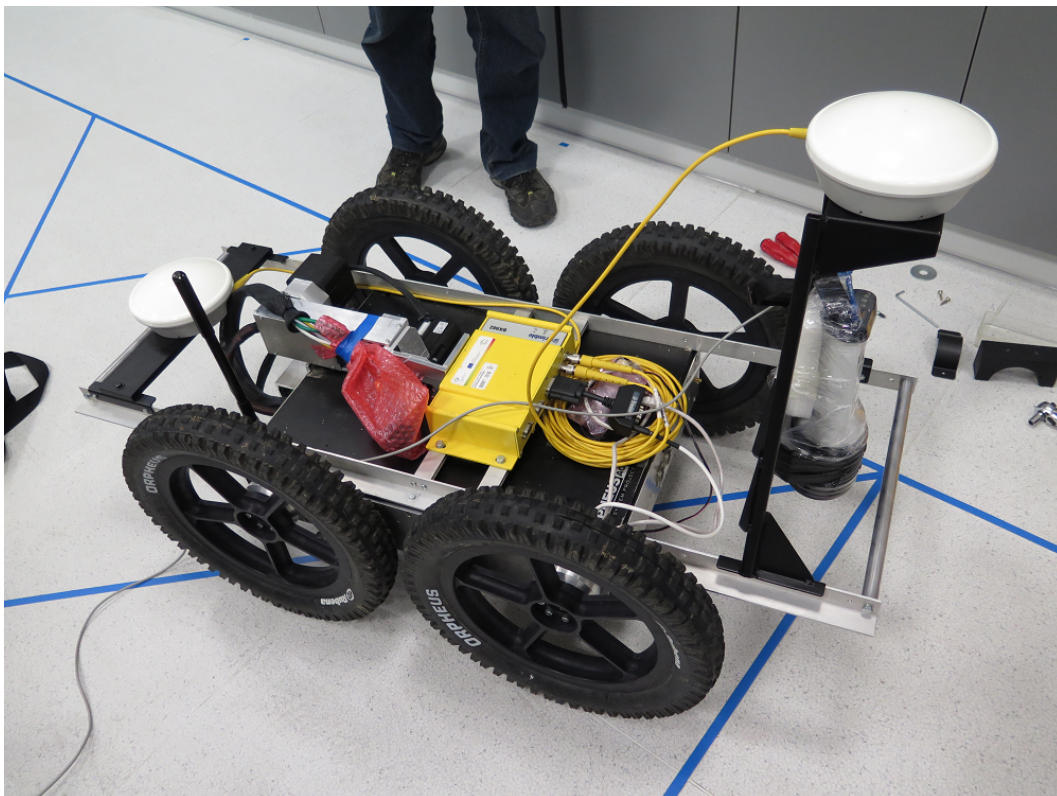
Navržená trajektorie měření je schematicky znázorněna na obrázku 4.4. Je tvořena 11 paralelními liniemi o délce 20 m s roztečí 1 m. Na jedné z těchto linií bude umístěn radioaktivní zářič. Trajektorie bude použita jak pro měření radiačního pozadí, tak pro měření se zdroji. Při měření pozice zdroje budou souřadnice logovány po dobu dvou minut a použije se průměrná hodnota. Použity budou radionuklidy ^{137}Cs o aktivitách 15,3 MBq, 101,9 MBq a 315,8 MBq. Maximální rychlost robotu je $2 \text{ km}\cdot\text{h}^{-1}$.



Obr. 4.4: Navržená trajektorie pro měření.

Přípevnění snímače HDS-100GN na průzkumný robot je vidět na obrázku 4.5. Snímač se nachází v pravé části fotografie, nad ním je možné vidět anténu určenou pro příjem GNSS souřadnic. Později byl na robot umístěn rovněž notebook, ke

kterému byl připojen snímač gama záření přes USB a GNSS přijímač přes ethernet.



Obr. 4.5: Připevnění snímače na robot.

4.4 Vyhodnocení experimentu

Vyhodnocení výsledků bylo rozděleno do několika fází. V první fázi je nutné přepočítat zeměpisné souřadnice měřicích bodů na jejich relativní vzdálenost od výchozího bodu, kterým je poloha zdroje ionizujícího záření. Ve druhé fázi byla zjišťována na paralelních trajektoriích latence měření v podobě časového rozdílu mezi měřeným maximem a teoretickým maximem. Na základě zjištěné latence je nutné navrhnout její korekci. Třetí fáze se věnovala přepočtu četnosti impulsů za sekundu na dávkový příkon. Ve čtvrté fázi se vyhodnocoval rozdíl mezi teoretickým a měřeným dávkovým příkonem v paralelních liniích. V závěrečné páté fázi byl problém přesunut do dvou dimenzí a řešila se kompletní intenzitní mapa na měřené ploše.

Zdrojové kódy všech použitých skriptů a funkcí se nachází v elektronických přílohách.

4.4.1 Přepočet souřadnic na vzdálenost

Problém přepočtu souřadnic byl rozdělen na vzdálenost severojižní danou zeměpisnou šířkou a vzdálenost západovýchodní danou zeměpisnou délkou. Jednodušší je výpočet té západovýchodní, neboť se jedná o vzdálenost na rovnoběžce, která má prakticky tvar kružnice. Jedná se tedy o prostý výpočet délky kružnicového oblouku, přičemž obvod rovnoběžky je dán zeměpisnou šířkou. Referenční rovnoběžnou je rovník, který má obvod o_E přibližně 40075 km[13], jeho zeměpisná šířka je 0° . Směrem k pólům roste zeměpisná šířka ϕ a obvod rovnoběžky klesá s kosinovým průběhem. Spočítat jej lze jako:

$$o = o_E \cdot \cos \phi \quad [\text{m}; \text{m}, ^\circ] \quad (4.1)$$

Výslednou vzdálenost na rovnoběžce mezi zeměpisnými délkami λ_1 a λ_2 pak spočítáme pomocí vztahu pro délku kružnicového oblouku:

$$d_X = \frac{o}{360}(\lambda_1 - \lambda_2) \quad [\text{m}; \text{m}, ^\circ, ^\circ] \quad (4.2)$$

Výpočet severojižní vzdálenosti je složitější problém, neboť se jedná o délku úseku poledníku, který má tvar elipsy. Délka tohoto oblouku od rovníku k zeměpisné šířce ϕ je dána vztahem[4]:

$$S(\phi) = \int_0^\phi \frac{a(1 - e^2)}{(1 - e^2 \sin^2 \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \quad [\text{m}; ^\circ, \text{m}, \text{m}, \text{m}, ^\circ] \quad (4.3)$$

kde a je délka hlavní poloosy a e je první excentricita zemského elipsoidu. Jelikož tento integrál není možné řešit analyticky, existuje řada numerických aproximací. Jedna z možností je uvedena zde[4]:

$$\begin{aligned} S(\phi) &\approx a(1 - e^2) \left(C_1 \phi - C_2 \frac{\sin 2\phi}{2} + C_3 \frac{\sin 4\phi}{4} - C_4 \frac{\sin 6\phi}{6} + C_5 \frac{\sin 8\phi}{8} - C_6 \frac{\sin 10\phi}{10} \right), \\ C_1 &= 1 + \frac{3}{4}e^2 + \frac{45}{64}e^4 + \frac{175}{256}e^6 + \frac{11025}{16384}e^8 + \frac{43659}{65536}e^{10}, \\ C_2 &= \frac{3}{4}e^2 + \frac{15}{16}e^4 + \frac{525}{512}e^6 + \frac{2205}{2048}e^8 + \frac{72765}{65536}e^{10}, \\ C_3 &= \frac{15}{64}e^4 + \frac{105}{256}e^6 + \frac{2205}{4096}e^8 + \frac{10395}{16384}e^{10}, C_4 = \frac{35}{512}e^6 + \frac{315}{2048}e^8 + \frac{31185}{131072}e^{10} \\ C_5 &= \frac{315}{16384}e^8 + \frac{3465}{65536}e^{10}, C_6 = \frac{693}{131072}e^{10} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Vyhodnocování experimentu bylo prováděno v programu Matlab, který má ve svých knihovnách funkci *meridianarc*[1]. Přijímá tři parametry, dvě zeměpisné šířky a referenční elipsoid, vrací vzdálenost mezi zadanými šířkami. V Matlabu lze rovněž

snadno definovat referenční zemský elipsoid pomocí příkazu
`referenceEllipsoid('earth')`

jehož parametry jsou v souladu se světovým geodetickým systémem (World Geodetic System)[14]:

- délka hlavní poloosy $a = 6378137$ m
- první excentricita $e = 8,1819190842622 \cdot 10^{-2}$

Celkovou vzdálenost dvou bodů lze pak snadno spočítat pomocí Pythagorovy věty:

$$d = \sqrt{d_X^2 + d_Y^2} \quad [\text{m}; \text{m}, \text{m}] \quad (4.5)$$

kde d_X je západovýchodní vzdálenost a d_Y je severojižní vzdálenost.

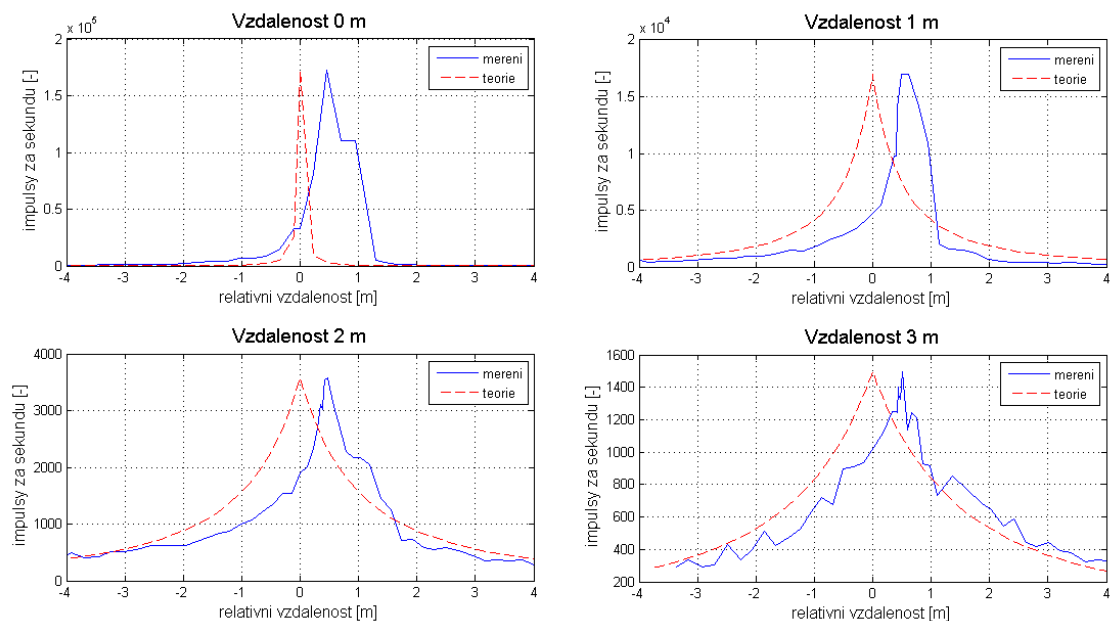
4.4.2 Stanovení latence

Pro všechny tři radionuklidové zdroje byly z dat extrahovány body na čtyřech liniích – jedna procházející zdrojem, další ve vzdálenosti 1, 2 a 3 m. Byla stanovena poloha zářiče jako prostý průměr měřených souřadnic. Jelikož měřené pozadí mělo čistě náhodný charakter a nevykazovalo zvýšenou hodnotu v žádné oblasti měřené plochy, byla jeho hodnota stanovena jako průměr.

Pro všechny body měření byla vypočítána jejich vzdálenost od zářiče dle výše uvedeného postupu. Následně byla pro získaný vektor vzdáleností stanovena teoretická hodnota impulsů za sekundu. Jak uvádí vzorec 1.1, klesá intenzita se čtvercem vzdálenosti a stejně se bude chovat také četnost impulsů. Nejprve tedy určíme průběh teoretické křivky pomocí vztahu:

$$I_{TEOR} = \frac{1}{d^2} \quad [\text{m}^{-2}; \text{m}] \quad (4.6)$$

Aby bylo možné výsledné křivky opticky snadno porovnat, je žádoucí, aby měly stejnou maximální hodnotu. Z tohoto důvodu byly teoretické hodnoty normalizovány na velikost měřených. Grafický výsledek pro zdroj 101,9 MBq je na obrázku 4.6. Význam vodorovné osy je relativní vzdálenost od bodu, který je zdroji záření nejblíže. Vzdálenost tohoto vztažného bodu je dána vzdáleností dané linie a je uvedena v titulku jednotlivých grafů. Přehled vypočítané latence pro všechny zdroje je uvedena v tabulce 4.5, bylo vyhodnoceno zpoždění v čase, vzdálenosti a počtu vzorků. Není uvedena hodnota pro nejslabší zdroj ve vzdálenosti 3 m, protože v této vzdálenosti už byly měřené úrovně příliš nízké. Ze všech měření se stanovila průměrná hodnota. S poměrně vysokou jistotou lze prohlásit, že pro danou rychlost robotu je časová latence konstantní o hodnotě 0,6 s. Jelikož zpoždění bylo vždy o dva vzorky, nabízí se korigovat latenci prostým posunem všech měření o dva vzorky zpět.



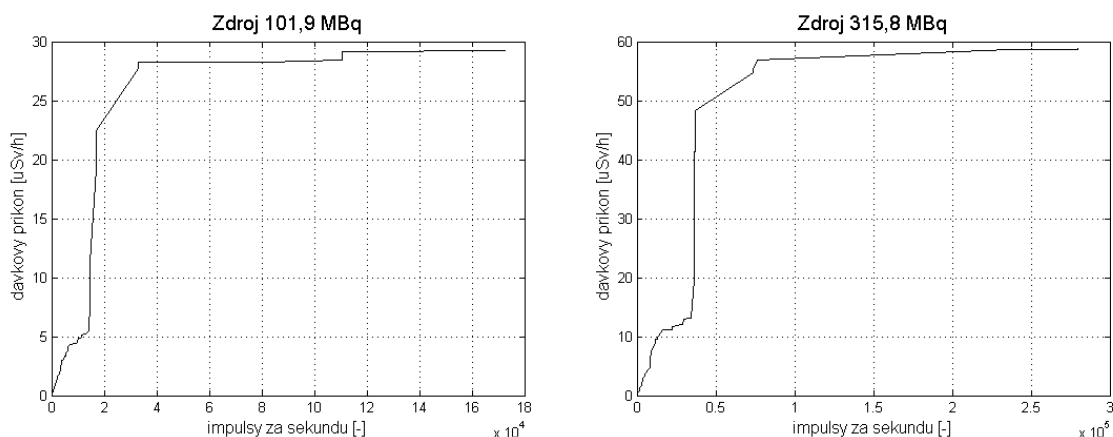
Obr. 4.6: Grafické znázornění latence pro zdroj 101,9 MBq.

Tab. 4.5: Přehled vypočítaných hodnot latence.

Zdroj		Latence		
Aktivita	l [m]	Čas [s]	Vzdálenost [m]	Počet vzorků
315,8 MBq	0	0,52	0,408	2
	1	0,74	0,623	2
	2	0,60	0,490	2
	3	0,58	0,465	2
101,9 MBq	0	0,58	0,449	2
	1	0,60	0,495	2
	2	0,60	0,476	2
	3	0,60	0,516	2
15,3 MBq	0	0,60	0,473	2
	1	0,60	0,504	2
	2	0,60	0,447	2
Průměr		0,60	0,480	2

4.4.3 Přepočet četnosti impulsů na dávkový příkon

V této části lze využít toho, že kromě četnosti impulsů byl logován v každém bodě rovněž dávkový příkon. Na obrázku 4.7 je grafické znázornění závislosti měřeného dávkového příkonu na četnosti impulsů pro dva nejsilnější zdroje. Oba průběhy jsou tvarově podobné, ale rozhodně nepřipomínají elementární funkce. Lze to vysvětlit tím, že počet impulsů za sekundu je na hodnotu dávkového příkonu přepočítáván pomocí neznámého algoritmu. Z toho důvodu bylo nutné provést statické měření, které by pomohlo najít převodní charakteristiku.

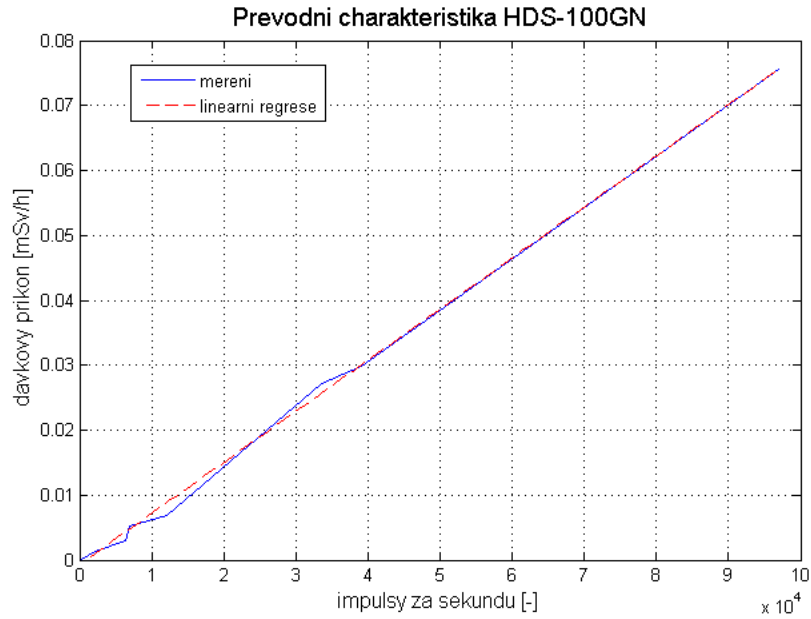


Obr. 4.7: Závislost měřeného dávkového příkonu na četnosti impulsů.

K měření byly využity stejné zdroje, použily se ovšem jen dva. Měřil se počet impulsů za sekundu v definovaných vzdálenostech zdroje a snímače, přičemž odpovídající dávkový příkon lze spočítat podle parametrů zdroje a vzdálenosti. Pro slabší zdroj o aktivitě 15,3 MBq se měřilo ve vzdálenostech 3 m, 2 m, 1 m, 50 cm a 21 cm. Pro silnější zdroj o aktivitě 315,8 MBq se měřilo ve vzdálenostech 3 m, 2 m, 1 m a 60 cm. Bylo zaznamenáno rovněž radiační pozadí a jeho úroveň v impulsech za sekundu odečtena od všech měřených hodnot. Dávkový příkon ve vzdálenosti d od zdroje o aktivitě A se určí jako:

$$\dot{H} = \frac{\Gamma}{3,7 \cdot 10^9} \frac{A}{d^2} \quad [\text{mSv} \cdot \text{h}^{-1}; \text{R} \cdot \text{h}^{-1} \text{m}^{-1} \text{Ci}^{-1}, \text{Bq}, \text{m}] \quad (4.7)$$

kde Γ je konstanta expoziční vzdálenosti, pro ^{137}Cs je rovna 0,319. Grafické znázornění závislosti vypočítaného dávkového příkonu na měřených impulsech za sekundu je na obrázku 4.8. V obrázku je zaznačeno rovněž proložení průběhu přímkou, jelikož závislost má patrně lineární charakter. K určení parametrů rovnice regrese byla zvolena metoda nejmenších čtverců. Kompletní přehled změřených a vypočítaných hodnot nabízí tabulka 4.6.



Obr. 4.8: Změřená převodní charakteristika snímače HDS-100GN.

Tab. 4.6: Přehled dat ke stanovení převodní charakteristiky.

i	cps_i [-]	\dot{H}_i [$\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$]	$cps_i \dot{H}_i$ [$\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$]	cps^2 [-]
1	353	0,147	51,74	123904
2	662	0,330	218,46	438244
3	2082	1,319	2746,16	4334724
4	6324	3,025	19130,10	39992976
5	6840	5,276	36087,84	46785600
6	12161	6,807	82779,93	147889921
7	33541	27,227	913220,81	1124998681
8	39105	29,912	1169708,76	1529201025
9	97001	75,631	7336282,63	9409194001
Σ	198068	149,674	9560226,43	12302959076

Dosadíme do známého vztahu pro metodu nejmenších čtverců:

$$K = \frac{\sum_{i=1}^n cps_i \dot{H}_i - \sum_{i=1}^n \dot{H}_i \sum_{i=1}^n cps_i}{n \cdot \sum_{i=1}^n cps_i^2 - (\sum_{i=1}^n cps_i)^2} \quad [\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}] \quad (4.8)$$

$$K = \frac{9560226,43 - 149,674 \cdot 198068}{9 \cdot 12302959076 - 198068^2} \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1} = 0,7869 \text{ nSv} \cdot \text{h}^{-1}$$

a pro posun:

$$\begin{aligned}\dot{H}_0 &= \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n \dot{H}_i - K \cdot \sum_{i=1}^n cps_i \right) & [\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}] \\ \dot{H}_0 &= \frac{1}{9} (9 \cdot 149,674 - 198068) \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1} = -0,6881 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}\end{aligned}\tag{4.9}$$

Jelikož je požadováno, aby pro nulový dávkový příkon byla odezva přístroje nulová, nebude tento posun převodní charakteristiky uvažován a bude položen 0. Jeho nenulová hodnota je pravděpodobně způsobena nepřesností měření.

4.4.4 Srovnání měřeného a teoretického dávkového příkonu

Pro porovnání hodnot dávkového příkonu budou využita stejná data jako pro vyhodnocení latence, tedy měření z paralelních linií. Výpočet teoretického referenčního dávkového příkonu \dot{H}_R je dán vztahem 4.7. Při vzdálenosti zdroje a snímače menší než 1,5 m je nutné zohlednit rovněž to, že detektor se nacházel 25 cm nad zemí. Korekci lze provést aplikací Pythagorovy věty. Pro určení měřeného dávkového příkonu využijeme převodní konstantu K nalezenou výše:

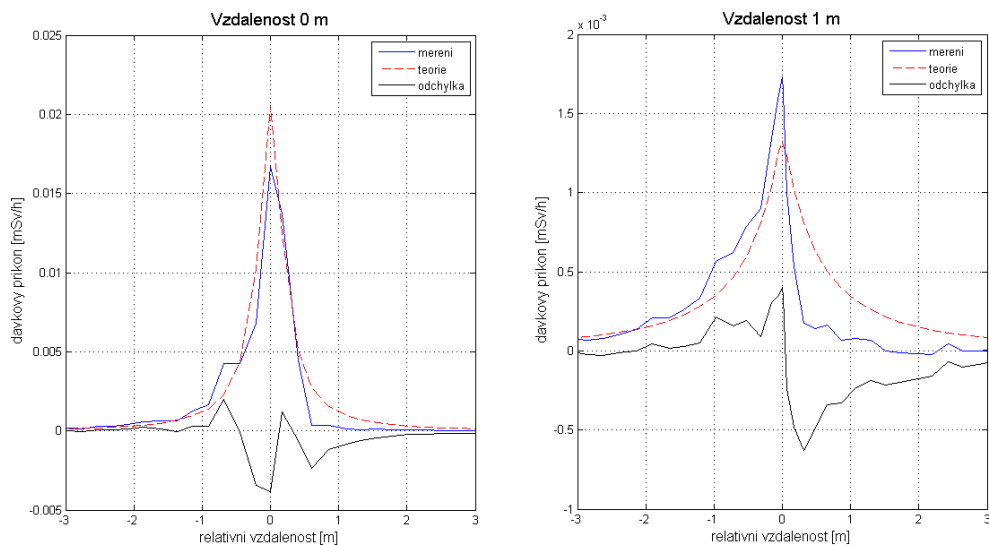
$$\dot{H}_M = \frac{K}{10^6} cps \quad [\text{mSv} \cdot \text{h}^{-1}; \text{nSv} \cdot \text{h}^{-1}, -] \tag{4.10}$$

Za kvantifikátor odlišnosti byla zvolena absolutní odchylka definovaná jako:

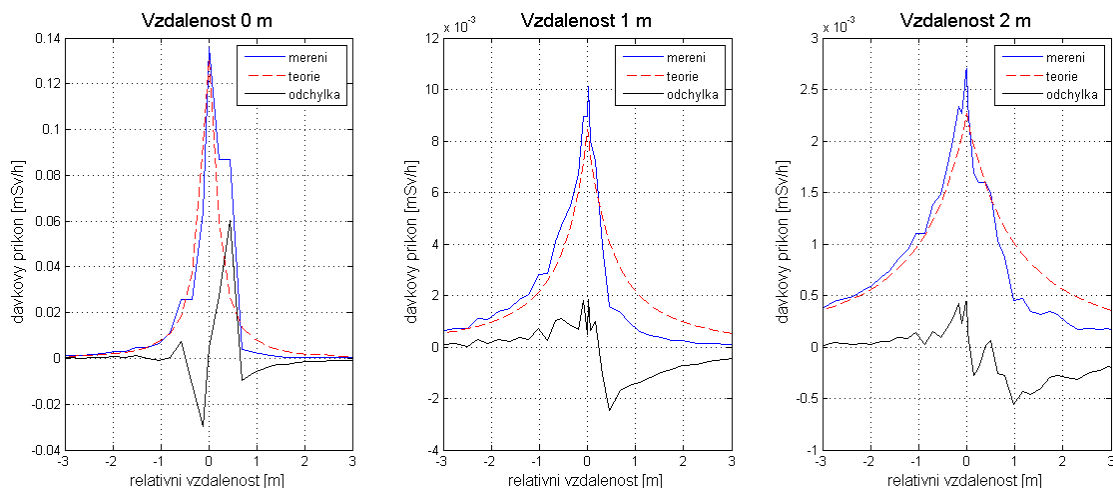
$$\Delta_H = \dot{H}_M - \dot{H}_R \quad [\text{mSv} \cdot \text{h}^{-1}; \text{mSv} \cdot \text{h}^{-1}, \text{mSv} \cdot \text{h}^{-1}] \tag{4.11}$$

Pro nejslabší zdroj byly vyhodnoceny pouze dvě nejbližší linie, pro silnější zdroje tři nejbližší. U vzdálenějších linií už jsou velmi patrné fluktuace související s rapidním poklesem intenzity záření. Průběhy měřené i teoretické hodnoty a absolutní odchylky pro všechny zářiče jsou znázorněny na obrázcích 4.9, 4.10 a 4.11.

U velké části průběhů si lze povšimnout zajímavého jevu, kdy po průjezdu bodem o nejvyšším dávkovém příkonu klesá výrazně absolutní odchylka, a to do záporných hodnot. Příčinou je fakt, že měřená hodnota klesá s větší strmostí, než měřená hodnota. Pravděpodobně se jedná o důsledek neznámé filtrace prováděné samotným přístrojem, jejímž smyslem by mohla být např. kompenzace latence. Je zajímavé, že obvykle je u přístrojů pozorován opačný jev, pokles měřené hodnoty má běžně znatelně nižší strmost než její nárůst. Dalším možným vysvětlením je to, že po průjezdu kolem zdroje je část záření odstíněna tělem robotu.

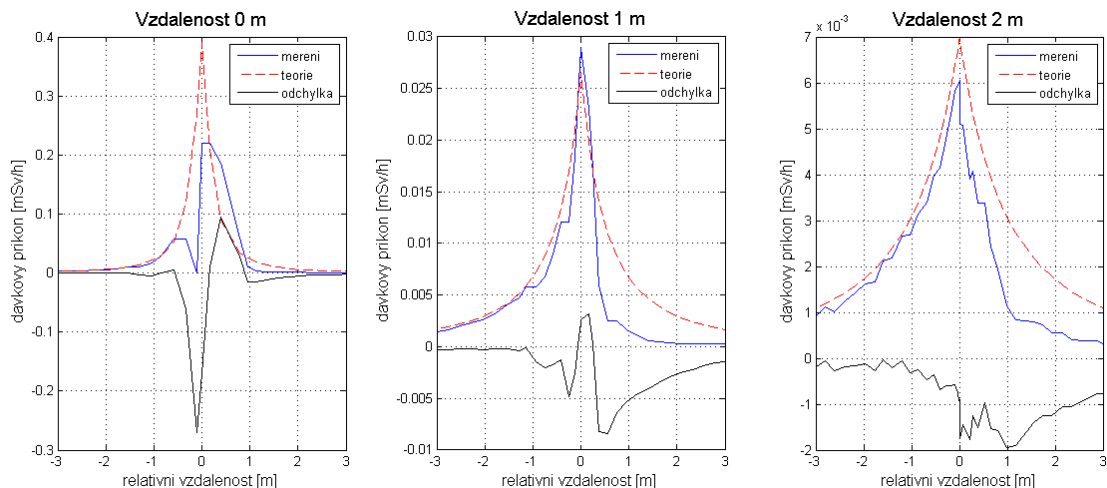


Obr. 4.9: Srovnání dávkového příkonu pro zdroj 15,3 MBq.



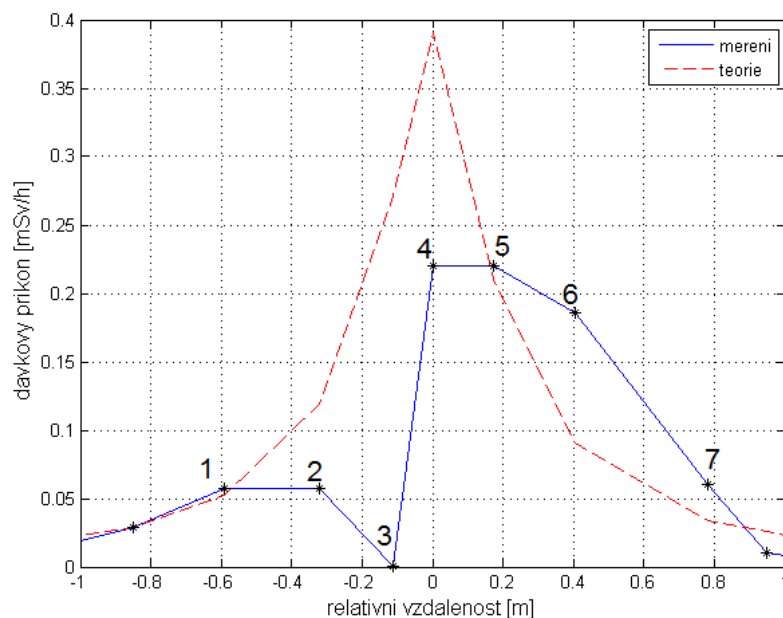
Obr. 4.10: Srovnání dávkového příkonu pro zdroj 101,9 MBq.

Od předpokladů se velmi liší průběh získaný průjezdem nad nejsilnějším zdrojem, který je vidět na obrázku 10 úplně vlevo. Tento případ bude podrobněji rozebrán, detail grafu s vyznačenými body je na obrázku 4.12. Měření probíhá do bodu 1 korektně. V bodě 2 byla naměřena stejná hodnota jako v předchozím, pravděpodobně se jedná o problém s odezvou přístroje, protože podobné úseky konstantních hodnot jsou patrné i v jiných grafech. Z neznámého důvodu občas na dva po sobě jdoucí požadavky přístroj odpoví stejným údajem. Mezi body 2 a 3 dochází k zahlcení scintilačního detektoru, který je schopný správně pracovat do $0,1 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1}$. Přístroj



Obr. 4.11: Srovnání dávkového příkonu pro zdroj 315,8 MBq.

tedy musí přepnout na křemíkový detektor, což trvá konečnou dobu, následkem čehož pozorujeme výpadek odezvy v bodě 3. V bodě 4 je již v provozu křemíkový detektor, přístroj ovšem po určitou dobu nemohl integrovat impulsy, a tak je měřená hodnota znatelně nižší než teoretická. V bodech 5 a 6 je pokles měřené hodnoty relativně pomalý, přístroj se možná snaží kompenzovat svůj chvilkový výpadek. Od bodu 7 již může opět pracovat nezahlučený scintilační detektor.



Obr. 4.12: Detail měření zdroje 315,8 MBq.

Tabulka 4.7 uvádí přehled zjištěných absolutních a relativních odchylek měření, přičemž je vyhodnocována maximální odchylka a odchylka pro špičkovou hodnotu. Pomineme-li průjezd nad nejsilnějším zářičem, jehož značná odchylka již byla zdůvodněna, dosahuje nejvyšší relativní odchylka ve špičce přibližně 20 %. Vzhledem k přesnosti přístroje to lze považovat za dobrý výsledek. Maximální odchylky jsou podstatně vyšší, příčinou je ve většině případů zmiňovaný strmý pokles měřené hodnoty po průjezdu bodem s nejvyšším dávkovým příkonem, který nejsme schopni jednoduše odstranit.

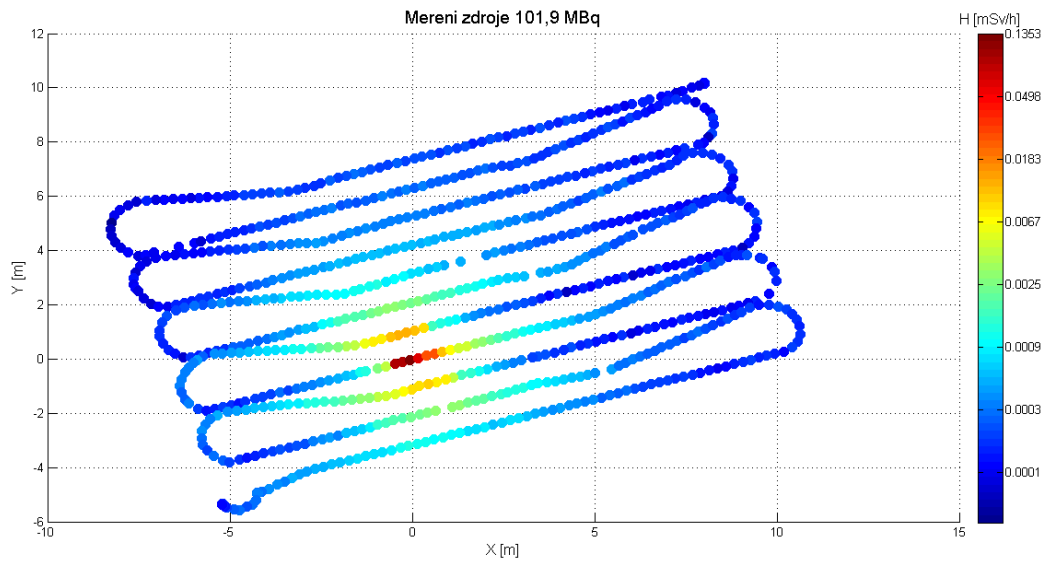
Tab. 4.7: Zjištěné odchylky při měření dávkového příkonu.

Zdroj		Maximální odchylka		Odchylka ve špičce	
Aktivita	l [m]	$\Delta_H[\text{mSv} \cdot \text{h}^{-1}]$	$\delta_H[\%]$	$\Delta_H[\text{mSv} \cdot \text{h}^{-1}]$	$\delta_H[\%]$
315,8 MBq	0	0,27	105,4	-0,17	-43,8
	1	-0,008	-76,8	0,002	8,7
	2	-0,0019	-63,1	-0,0009	-13,1
101,9 MBq	0	0,06	224,2	0,005	3,8
	1	-0,0025	-61,2	0,0005	5,7
	2	-0,0006	-55,3	0,0004	19,4
15,3 MBq	0	-0,004	-18,6	-0,004	-18,6
	1	-0,0005	-62,6	0,00004	3,0

4.4.5 Tvorba plošné mapy

Postup tvorby plošné mapy bude popsán pro radionuklidový zdroj ^{137}Cs o aktivitě 101,9 MBq, přičemž pro ostatní zdroje by byl analogický. Tento zdroj byl zvolen proto, že se v měřených datech nevyskytuje výpadek odezvy související se zahlcením snímače. Před dalším zpracováním je nutné v souladu s předchozími zjištěními posunout měřené vzorky o dva kroky zpět, mimo to byl proveden přepočet četnosti impulsů na dávkový příkon. Základní mapa, která obsahuje pouze naměřená data, je na obrázku 4.13. K vykreslení byl použit program Matlab, konkrétně jeho funkce *scatter*. Pro barevnou stupnici bylo zvoleno logaritmické měřítko z důvodu strmého nelineárního poklesu dávkového příkonu se vzdáleností. Je logické, že je pokryta pouze část měřené oblasti, protože robot jezdil po diskretních trajektoriích.

Pro tvorbu mapy, která bude pokrývat celou plochu, je nutné dopočítat hodnotu v bodech, kterými robot neprojel. K pokrytí plochy byl zvolen ortogonální rastr

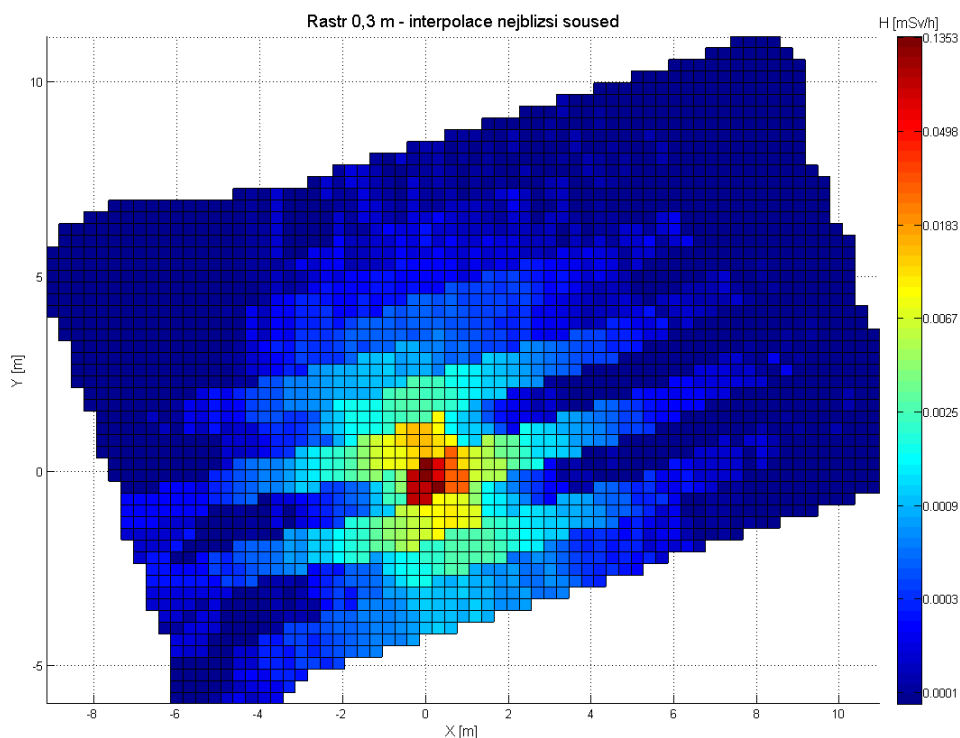


Obr. 4.13: Mapa naměřených dávkových příkonů.

s krokem 0,3 m, což přibližně odpovídá vzdálenosti vzorků. V první iteraci byla vyzkoušena interpolace nejbližšího souseda. Jedná se o metodu, kdy je bodu v rastru přiřazena taková hodnota, kterou má nejbližší měřený bod. Výsledek této interpolace je ukázán na obrázku 4.14. K vykreslení této i následujících map byla využita funkce *surf*. Z obrázku lze snadno poznat, že měření probíhalo na paralelních liniích, prostor mezi nimi se vyplnil hodnotami blízkými radiačnímu pozadí. Tato metoda interpolace tedy zřejmě nebude nejvhodnější.

Další testovaná metoda interpolace byl průměr čtyř nejbližších sousedů. Nejprve jsou nalezeny nejbližší měřené body, z každého kvadrantu jeden. Následně je vypočítána jejich průměrná hodnota a ta je přidělena právě zpracovávanému bodu. Jelikož průměrování ze své podstaty odstraňuje extrémy, ztratí se tímto informace o velikosti dávkového příkonu v minimální vzdálenosti od zdroje. Pro zachování této informace byla interpolovaná data v okruhu 0,5 m od středu normalizována na špičkovou hodnotu originálních dat. Výsledná mapa je na obrázku 4.15. Je vidět, že byl do značné odstraněn problém s výrazností měřících trajektorií, ale na druhou stranu se rozšířila oblast vysokých dávkových příkonů.

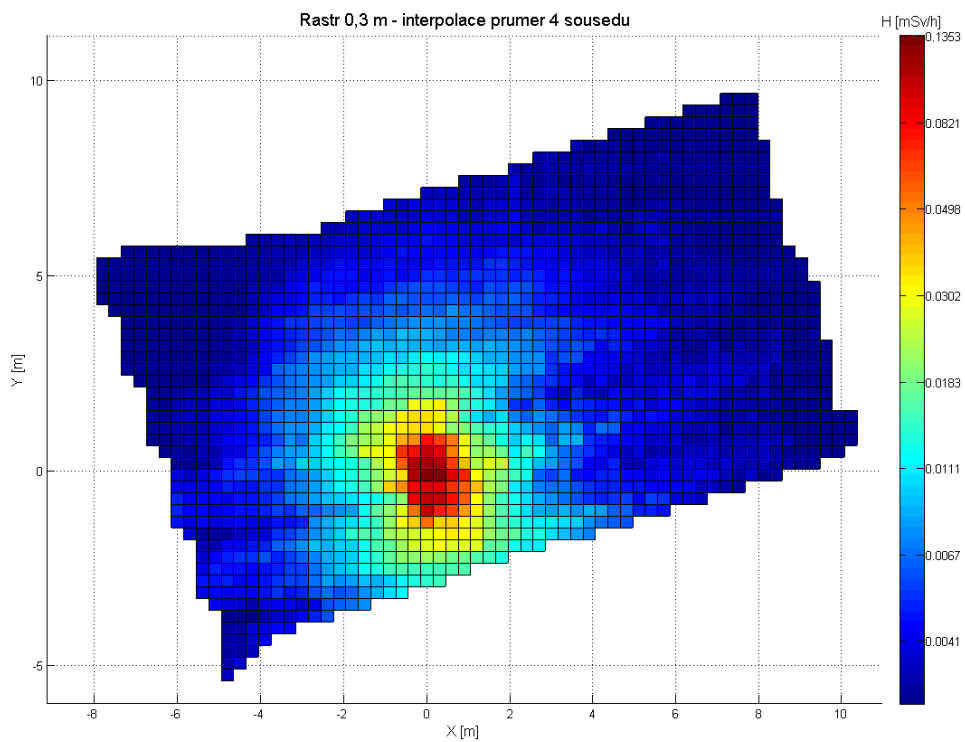
Pro zhodnocení kvality interpolace se nabízí srovnání s teoretickými výpočty. Obrázek 4.16 ukazuje mapu tvořenou vypočítanými dávkovými příkony. Pro kvantifikaci odlišností bylo opět využito absolutní odchylky, resp. sumy absolutních odchylek ze všech bodů interpolovaného rastru. Jelikož odchylka může být kladná i záporná, počítá se s jejich absolutní hodnotou. Vyhodnocovaná plocha byla omezena na plochu mapy interpolace průměru čtyř sousedů, neboť tato mapa je menší



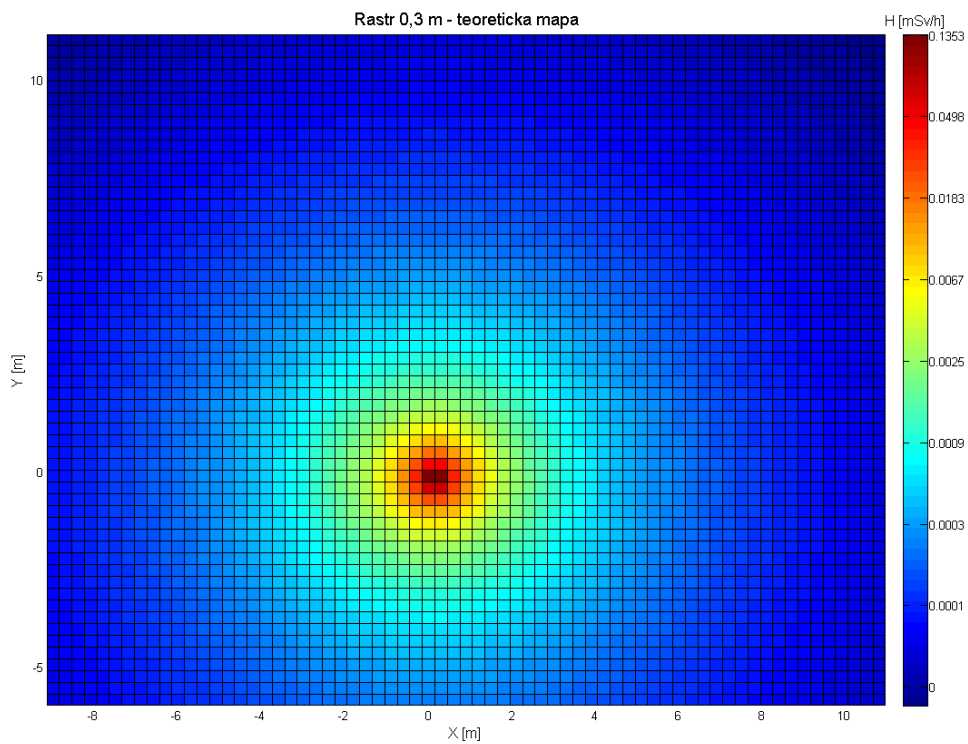
Obr. 4.14: Radiační mapa s interpolací nejbližšího souseda.

(k určení hodnoty bodu potřebuje větší počet měřených bodů v okolí). U interpolace nejbližšího souseda vyšla suma odchylek zaokrouhleně $707 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1}$, u interpolace průměru 4 sousedů potom $567 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1}$. Z tohoto hlediska se lépe jeví druhá použitá interpolace. Na obrázcích 4.17 a 4.18 je vidět plošné rozložení odchylky. Jak lze vidět, je koncentrována především v oblastech mezi měřicími trajektoriemi v blízkosti zdroje záření.

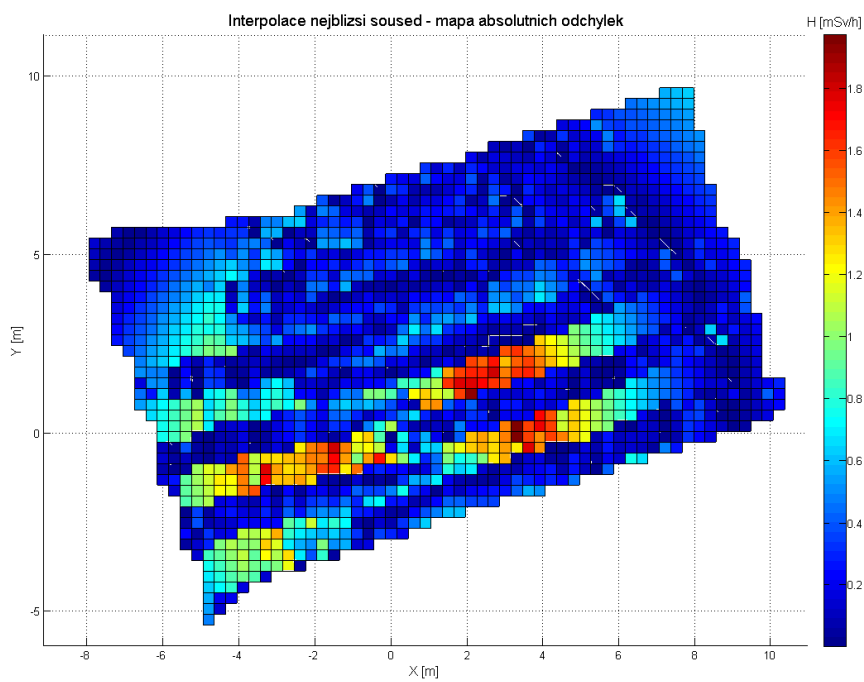
Nabízí se také jiné metody interpolace, např. bilineární. Ta byla vyzkoušena, ale nedávala korektní výsledky, patrně to způsobila neodhalená chyba v implementaci.



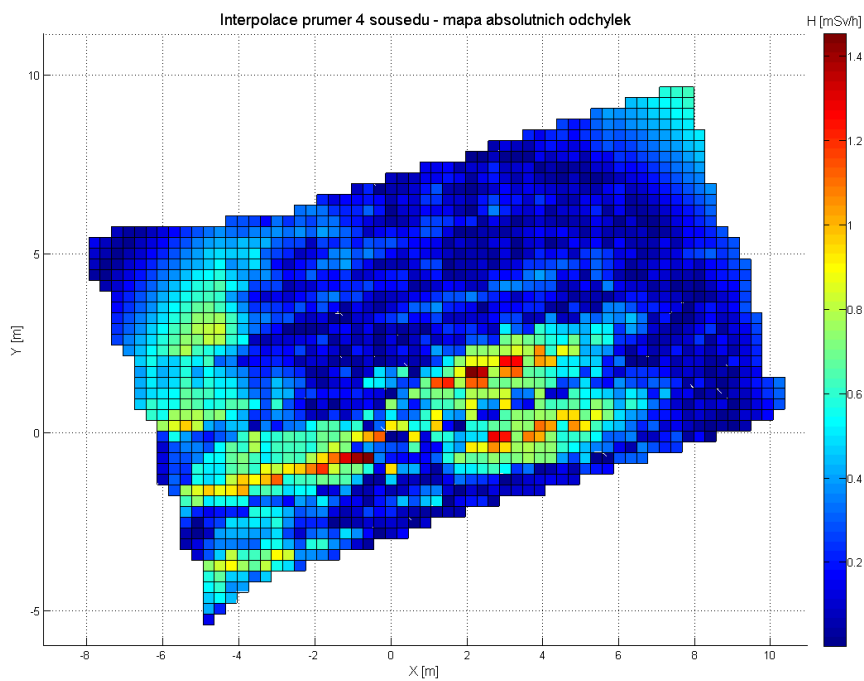
Obr. 4.15: Radiační mapa s interpolací průměru 4 sousedů.



Obr. 4.16: Mapa vypočítaného dávkového příkonu.



Obr. 4.17: Rozložení absolutních odchylek pro interpolaci nejbližšího souseda.

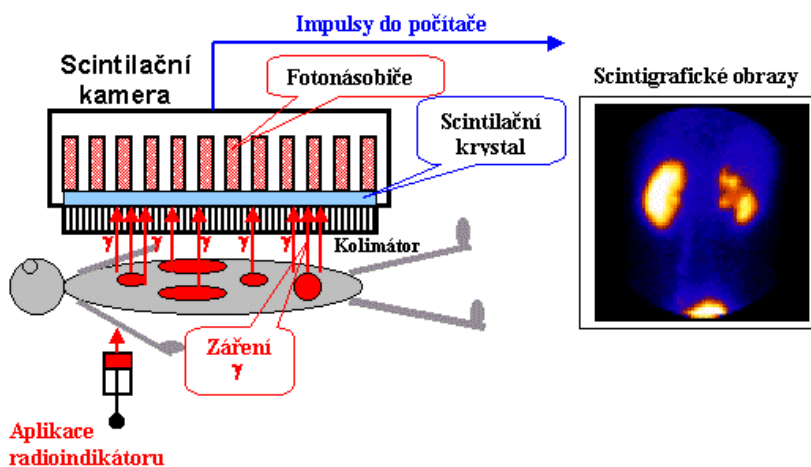


Obr. 4.18: Rozložení absolutních odchylek pro interpolaci průměru 4 susedů.

5 SMĚROVĚ CITLIVÁ DETEKCE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

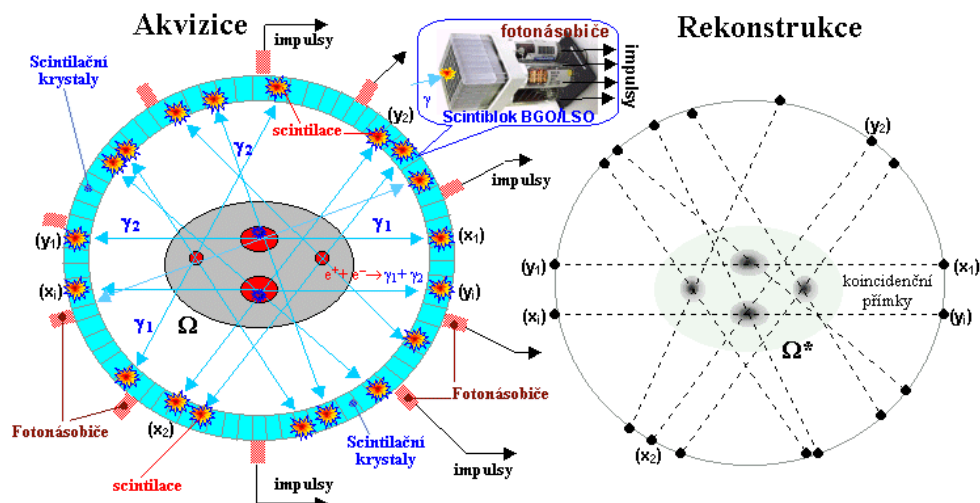
Detektory ionizujícího záření jsou obvykle citlivé na záření přicházející z většiny směrů. Z některých směrů proniká záření do citlivého objemu lépe, zvláště v případě nesymetrických konstrukcí, nicméně u běžných radiometrů jistě nelze hovořit o směrové citlivosti. Existuje ovšem řada aplikací, kdy je třeba detekovat záření pouze z definovaných směrů. Typicky se jedná o zobrazovací systémy, často využívané v medicíně.

V planární gamagrafii se využívá tzv. scintilační kamery. Jedná se o plošný scintilační krystal, ke kterému je přiložena matice fotonásobičů. Na druhé straně, ze které přichází gama záření od pacienta, je umístěna olověná deska s provrtanými otvory, která zajišťuje kolimační projekci na krystal. Jsou-li otvory dostatečně dlouhé, mohou jimi projít pouze fotony pohybující se (s určitou tolerancí) ve směru osy otvorů. V místě interakce fotonu v krystalu poté nejbližší fotonásobič generuje výstupní impuls o nejvyšší amplitudě. Používané kolimátory mají tloušťku v řádu cm a průměr otvorů v řádu mm. Princip scintilační kamery je na obrázku 5.1.



Obr. 5.1: Scintilační kamera. Zdroj [11]

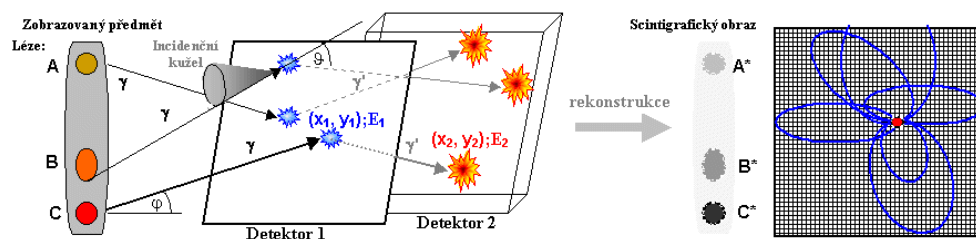
U lékařských zobrazovacích systémů PET (Positron Emission Tomography, pozitronová emisní tomografie) se využívá kolimace elektronická, konkrétně koincidenční. Jsou založeny na skutečnosti, že při anihilaci pozitronu se dvě kvanta generovaného gama záření šíří přesně opačným směrem. Jsou-li tato kvanta zachycena ve stejný okamžik (typická délka časového okénka je 5 až 20 ns), je možné stanovit, ze kterého směru přišla. Detektory v systémech PET musí obklopovat pacienta. Princip koincidenční detekce je na obrázku 5.2.



Obr. 5.2: PET scan. Zdroj [11]

Další metodu elektronické kolimace používané pro gama záření představují tzv. Comptonovy kamery. V základním uspořádání jsou tvořeny dvojicí plošných detektorů, které jsou umístěny za sebou. Oba musí být polohově a energeticky citlivé. První detektor je průletový, má malou tloušťku a dochází v něm hlavně ke Comptonově rozptylu. Druhý detektor má větší tloušťku, jeho cílem je absorbovat celou energii dopadajícího kvanta. Dopadne-li foton na první detektor, je comptonovsky rozptýlen a přístroj změří souřadnice interakce a množství energie při ní předané. Rozptýlený foton je poté pohlcen ve druhém detektoru, kde přístroj změří souřadnici dopadu a předanou energii. Z původní energie částice (součet energie absorbované v prvním a druhém detektoru) a rozdílu energie způsobeného rozptylem lze potom dle vztahu 1.8 dopočítat úhel rozptylu θ . S využitím tohoto úhlu je možné ze znalosti souřadnic interakce v obou detektorech a vzdálenosti detektorů dopočítat incidenční úhel ϕ , pod kterým původní kvantum dopadlo na první detektor. Úhel udává tzv. incidenční kužel s vrcholem v místě dopadu, na jehož plášti leží možné trajektorie primárního kvanta. S využitím počítače lze se znalostí mnoha těchto incidenčních kuželů zrekonstruovat plošný obraz dopadajícího záření. Princip Comptonovy kamery je ukázán na obrázku 5.3.

Má-li být směrově citlivé měření využito k lokalizaci zdrojů gama záření, existuje v zásadě jediná možnost. Jelikož kvanta záření jsou fotony bez náboje, nelze jejich dráhu ovlivnit elektrickým ani magnetickým polem. Je tedy nutné dopadající záření kolimovat, aby do detektoru pronikly pouze kvanta z definovaného směru. Kolimátor by měl mít obklopovat detektor a obsahovat vertikálně orientovanou šterbinu, která propustí záření z úhlu ϕ . Na rozměry šterbiny jsou kladeny protichůdné po-



Obr. 5.3: Comptonova kamera. Zdroj [11]

žadavky. Čím bude její šířka menší, tím většího úhlového rozlišení bude dosaženo, ovšem za cenu horší citlivosti, protože do citlivého objemu pronikne méně kvant. Lepší citlivost, ale horší úhlové rozlišení nabízí širší štěrbina. Použitím rozměrného kolimátoru přístroj přichází o dozimetrické schopnosti, protože většina dopadajících kvant není zachycena následkem odstínění. Ovšem při tvorbě radiační mapy určené k lokalizaci zářičů díky směrové citlivosti není nutné projet všechny body plochy. S využitím vhodných algoritmů a informace o směru nejvyšších intenzit záření lze takové měření zefektivnit.

Technicky je směrová detekce gama záření komplexní problém, který přesahuje rozsah této práce. Z toho důvodu mu byl věnován poměrně malý prostor, předpokládá se ale jeho rozvíjení v následujících pracích.

ZÁVĚR A DISKUZE

Práce ve své obecné části seznamuje čtenáře s ionizujícím zářením a základními principy pro jeho detekci. Dále rozebírá různé typy detektorů používané na záření gama, jmenovitě detektory plynové, scintilační a polovodičové. Cíl seznámení čtenáře s problematikou měření gama záření byl tedy splněn.

Bylo porovnáno šest detektorů dostupných na trhu a jejich parametry byly porovnány z hlediska typu detektoru a měřicího rozsahu, způsobu komunikace, kompaktnosti a rychlosti odezvy. Jako nejvýhodnější byl zvolen snímač HDS-100GN, který byl zároveň k dispozici pro provedení praktické části.

Praktická část formuluje cíle experimentu a rozebírá potřebné vybavení i software. Snímač byl umístěn na mobilní robot, který zajišťoval jeho definovaný pohyb. Pro synchronizaci s polohou byl vybaven přesným GNSS přijímačem. Pro měření byl vytvořen vlastní program. Nejprve bylo nutné zjistit způsob komunikace zvoleného měřicího přístroje s počítačem, následovala implementace této komunikace. Program rovněž přijímal souřadnice z GNSS přijímače a zajišťoval synchronizaci dat z obou přístrojů. Při samotném experimentu byly na stanovenou plochu postupně umístěny tři radionuklidové zdroje ^{137}Cs a robot plochu projel po přibližně rovnoběžných trajektoriích.

Vyhodnocení experimentu bylo rozděleno na pět částí. Nejprve byly zeměpisné souřadnice přepočítány na relativní vzdálenosti od zářiče. Dále bylo stanoveno zpoždění odezvy přístroje. Pro převod měřené veličiny na referenční veličinu (dávkový příkon) byl proveden samostatný experiment. Po přepočtu byly porovnány naměřené hodnoty s teoretickými předpoklady a vyhodnocena jejich odchylka. Na závěr byly zkoumány možné způsoby vytvoření plošné radiační mapy, ze které je patrná pozice zdroje záření.

Bylo zjištěno, že zvolený přístroj je pro tuto aplikaci použitelný, není ovšem zcela vhodný. Problémem je, že přístroj zpracovává měřenou veličinu neznámými algoritmy a není možné z něj číst surová data. Plyne to z faktu, že se jedná o přístroj s přesně definovanou aplikací, kterou není dynamické měření robotem. Jako východisko z této situace se nabízí volba detekčního systému, jehož vyhodnocovací algoritmy jsou určeny na měření v pohybu. Nejlepší variantou je ale patrně vývoj vlastního zařízení. Lze do něj totiž implementovat libovolné algoritmy a optimalizovat je dle potřeby, na základě provedených experimentů. Vývoj vlastního přístroje se očekává v blízké budoucnosti a měl by být využit v navazujících pracích.

V poslední části práce byly rovněž zmíněny možné způsoby směrové detekce gama záření. Bylo popsáno, jakých metod se využívá v lékařských zobrazovacích systémech. Bylo rozhodnuto, že problematika směrové detekce pro lokalizaci zdrojů záření přesahuje rámec práce, ale její rozbor se v budoucnu očekává.

LITERATURA

- [1] Ellipsoidal distance along meridian. *MATLAB Documentation* [online]. 2015 [cit. 2015-05-20]. Dostupné z: <http://www.mathworks.com/help/map/ref/meridianarc.html>
- [2] HDS - 100G/N. 2015. *RDS: Radiační a dozimetrické systémy* [online]. [cit. 2015-05-15]. Dostupné z: <http://www.rdsys.cz/files/goods/HDS100GNGN.pdf>
- [3] IdentiFINDER 2. 2009. *Southern Scientific Ltd* [online]. [cit. 2015-05-15]. Dostupné z: http://www.southernscientific.co.uk/store/public/application/file//document/identiFINDER2_SSL.pdf
- [4] KAWASE, Kazushige. A General Formula for Calculating Meridian Arc Length and its Application to Coordinate Conversion in the Gauss-Krüger Projection. *Bulletin of the Geospatial Information Authority of Japan* [online]. 2011, (Vol. 59) [cit. 2015-05-20]. Dostupné z: <http://www.gsi.go.jp/common/000062452.pdf>
- [5] KNOLL, Glenn F. *Radiation Detection and Measurement*. 3. vydání. Michigan: John Wiley & Sons, 2000, 802 s. ISBN 04-710-7338-5.
- [6] RDS-200 Universal Survey Meter: User's Guide. 2000. *Laurus System* [online]. [cit. 2015-05-15]. Dostupné z: <http://www.laurussystems.com/Service/RDS200%20Survey%20Meter%20Manual.pdf>
- [7] Micro-Detective. 2014. *ORTEC: Hand-Held Radioisotope Identifiers* [online]. [cit. 2015-05-15]. Dostupné z: <http://www.ortec-online.com/download/Micro-Detective.pdf>
- [8] RI-02 Ion Chamber Radiation Survey Meter. 2014. *Mirion Technologies* [online]. [cit. 2015-05-15]. Dostupné z: <https://www.mirion.com/products/radiation-detection-and-protection-instruments/handheld-radiation-measurement-and-area-monitoring/ri-02-ion-chamber-radiation-survey-meter/>
- [9] RIIDEye X/M Series Handheld Radiation Isotope Identifiers. 2015. *Thermo Scientific* [online]. [cit. 2015-05-15]. Dostupné z: <http://www.thermoscientific.com/en/product/riideye-x-m-series-handheld-radiation-isotope-identifiers.html>
- [10] TRIMBLE. *BD982 GNSS Receiver Module: User Guide* [online]. 2011 [cit. 2015-05-19]. Dostupné z: http://www.geoteam.dk/files/manager/pacificcrest/bd982_manual.pdf

- [11] ULLMANN, Vojtěch. *Jaderná fyzika a fyzika ionizujícího záření* [online]. 2015 [cit. 2015-03-12]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/Fyzika-NuklMed.htm>
- [12] VALÁŠEK, Jiří. Veličiny a jednotky. *Detekce ionizujícího záření* [online]. [cit. 2015-05-11]. Dostupné z: <http://www.radioaktivita.cz/jednotky.html>
- [13] What is the circumference of the earth? *About.com* [online]. 2015 [cit. 2015-05-20]. Dostupné z: <http://geography.about.com/library/faq/blqzcircumference.htm>
- [14] World Geodetic System. *Wikipedia: the free encyclopedia* [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001- [cit. 2015-05-20]. Dostupné z: http://cs.wikipedia.org/wiki/World_Geodetic_System
- [15] ŽALUD, Luděk, Tomáš JÍLEK, Petra KOCMANOVÁ, Jan HELEBRANT, Lubomír GRÝC a Irena ČEŠPÍROVÁ. *Field Gamma Radiation Measurement Using Orpheus Robotic System Equipped with RTK GNSS*. Brno, 2015.

SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK

ANSI	American National Standards Institute, Americký národní standardizační institut
BeO	oxid berylnatý
COM	Communication port, sériový port
CPS	Counts per second, počet impulsů za sekundu
Cs	cesium
CsI(Tl)	jodid cesný aktivovaný thaliem
CSV	Comma-separated values, souborový formát
Ge(Li)	germanium driftované lithiem
GGA	Global Positioning System Fix Data, datový formát v navigaci
GLONASS	Globalnaja navigacionnaja sputnikovaja sistema, ruský polohovací systém
G-M	Geiger-Müllerův, Geiger-Müllerova
GNSS	Global Navigation Satellite System, globální družicový polohový systém
GPS	Global Positioning System, globální polohovací systém
HPGe	High-purity Germanium, velmi čisté germanium
IP	Internet Protocol, adresa v počítačové síti
IPxx	stupeň krytí, kde xx je číslo (vyšší číslo odpovídá lepšímu krytí)
K	draslík
LaBr	bromid lanthanitý
LCD	Liquid crystal Display, displej z tekutých krystalů
LiI(Eu)	jodid lithný aktivovaný europiem
MgO	oxid hořečnatý
NaI(Tl)	jodid sodný aktivovaný thaliem
NiMH	Nikl-metal hydridový akumulátor
NMEA 0183	standard udržovaný Národním sdružením pro loďní elektroniku
NORM	Naturally Occuring Radioactive Materials, přírodně se vyskytující radioaktivní materiály

PET	Positron Emission Tomography, pozitronová emisní tomografie
RS 232	sériová linka
RTK	Real Time Kinematic, korekční metoda používaná v navigaci
SD	Secure Digital, druh paměťové karty
Si	křemík
SNM	Special Nuclear Material, zvláštní jaderný materiál
UDP	User Datagram Protocol, nespolehlivý protokol pro přenos dat
USB	Universal Serial Bus, univerzální sériová sběrnice

SEZNAM PŘÍLOH NA CD

Název souboru/složky	Význam
měření záření gama.pdf	– text práce
obr/	– obrázky použité v práci v plné kvalitě – názvy obrázků odpovídají názvům použitým v práci
hds100/	– projekt VS2010 obsahující zdrojové kódy měřicího programu
driversCYPRESS/	– ovladač k USB komunikaci s přístrojem HDS-100GN pro Windows XP
data/experiment/	– naměřená data z experimentu – název souboru koresponduje s aktivitou použitého zdroje
data/experiment/zdroj.csv	– souřadnice zdroje záření
data/kalibrace/	– naměřená data pro převod četnosti impulsů na dávkový příkon
data/kalibrace/15.3M/	– data pro zdroj 15,3 MBq
data/kalibrace/315.8M/	– data pro zdroj 315,8 MBq
matlab/	– obsahuje skripty a funkce pro program Matlab
matlab/latence.m	– určí latenci a vykreslí grafy pro všechny zdroje
matlab/prikoncps.m	– vykreslí závislost měřeného dávkového příkonu na impulsech za sekundu
matlab/kalibrace.m	– vypočítá převodní konstantu a vykreslí graf
matlab/srovnani.m	– vypočítá a vykreslí grafy absolutních odchylek měření
matlab/mapy.m	– vykreslí všechny prezentované radiační mapy